PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 19. 9. Februar 1901. 2. Jahrgang.

INHALT.

Originalmitteilungen:
Th. Tommasina, Die Untersuchung der Ferngewitter mittelst des Elektroradiophons. S. 277.
J. C. Shedd, Die Anwendung des Interferometers beim Studium des Zeemaneffektes. S. 278.
W. Kaufmann, Über die Schwingungsamplitude der Elektronen. S. 283.
H. Th. Simon und M. Reich, Über ein Universalstativ für Versuche mit der Braunschen Röhre und Zusammenstellung solcher Versuche. S. 284.
E. Villari, Erwiderung auf die Bemerkungen von Herrn F. Kurlbaum „Über einen Prioritätsanspruch von Herrn E. Villari". S. 291.
Vorträge und Diskussionen von der 72. Naturforscherversammlung zu Aachen:
C. H. Wind, Zur Beugung der Röntgenstrahlen. S. 292.
Besprechungen:
H. B. de Saussure, Versuch über die Hygrometrie I. S. 298.
73. Naturforscherversammlung zu Hamburg 1901:
Röntgenausstellung. S. 299.
Tagesereignisse. S. 300.
Personalien. S. 300.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Die Untersuchung der Ferngewitter mittelst des Elektroradiophons.[1]

Von Thomas Tommasina.

Eine Anwendung der Selbstentfrittung der Kohle,[2] welche vielleicht einige Bedeutung gewinnen dürfte, ist das Studium der Ferngewitter mittelst des Elektroradiophons. So denke ich einen Apparat nennen zu können, der die Eigenschaft hat, die durch ferne oder nahe elektrische Entladungen hervorgebrachte Strahlung anzuzeigen, indem er sie in Töne verwandelt.

Mehrere Physiker haben Anordnungen zur automatischen Aufzeichnung atmosphärischer Entladungen angegeben, welche auf die radiokonduktiven Eigenschaften der Feillichtröhren begründet sind. Man hat so Apparate konstruiert, ähnlich den registrierenden Barometern, welche man Elektroradiographen nennen könnte. Dieselben schreiben in sehr regelmässiger Weise die atmosphärischen Entladungen auf, die sich in einem Gebiete von über 100 km Radius abspielen.

Professor Boggio Lera[3]) von Catania hat mit Hilfe einer Reihe von Relais verschiedener Empfindlichkeit, die nacheinander ansprachen, je nach der von dem Kohärer erlangten Empfindlichkeit, seinen Apparat kleinere oder grössere Linien ziehen lassen, entsprechend der Stärke der fernen atmosphärischen Entladungen.

Während der Monate September und Oktober habe ich in Intra (Lago Maggiore, Italien) eine Anzahl von Beobachtungen gemacht durch Auskultation mit Hilfe des Elektroradiophons; Beobachtungen, welche mir den Nutzen der neuen Methode gezeigt haben.

1) Ausführlich in C. R., 26. Novbr. 1900.
2) Diese Ztschr. 1, 341, 1900.
3) Atti dell' Acc. Gioenia di Sc. Nat. di Catania. Vol. XIII, Serie 4a. 20 janvier 1900.

Dieser Apparat wird von einem selbstentfrittenden Kohlenkohärer, der in den Stromkreis des Elektromagneten eines gewöhnlichen telephonischen Empfängers eingeschaltet ist, und einem Trockenelemente gebildet. Der Kohärer, welcher eine Vervollkommnung des in der erwähnten früheren Mitteilung beschriebenen ist, enthält keinen metallischen Kontakt mehr. Die Elektroden sind zwei Cylinder von Bogenlampenkohle, von 4 mm Durchmesser, mit leichter Reibung in eine Glasröhre eingepasst; zwischen ihnen befinden sich kleine Körner, die man aus einem Stückchen derselben Kohle durch Zerstossen gewonnen, von ihrem Staube befreit und, ebenso wie die Elektroden, durch Glühen in einer Flamme vollständig getrocknet hat. An jede der Elektroden ist ein Platindraht befestigt, der es erlaubt, so bald einmal die maximale Empfindlichkeit des Kohärers eingestellt ist, durch Verschmelzen die Enden der Glasröhre zu schliessen, während nur die beiden Platindrahtenden nach aussen gelangen. Für Kohlenkörner von 0,2—0,3 mm Durchmesser wird der Raum zwischen den zwei Elektroden 1 mm breit und nur zur Hälfte angefüllt sein dürfen.

Der Kohärer ist vertikal in der Röhre des Telephonhörers befestigt und in den Stromkreis seines Elektromagneten eingeschaltet, so dass der Kohärer horizontal liegt und die Körner einen gleichmässigen Druck auf beide Elektroden ausüben, sobald man das Telephon an das Ohr hält. Wegen der grossen Porosität der Kohle musste ich dieselbe hermetisch in das Glas einschliessen, um die Unveränderlichkeit des elektrostatischen Feldes des Kohärers zu erreichen, welcher vor jeder Spur von Feuchtigkeit beschützt sein muss.

Bei meinen Experimenten erkannte ich, dass das Elektroradiophon zwischen jedem Zeichen des Elektroradiographen eine Anzahl von bestimmten Geräuschen hören lässt, welche die Täuschung erwecken, als sei man in die Nähe des Gewitters

gerückt, so dass man direkt alle seine Phasen hören kann.

Da mein Laboratorium nur 6 m über dem Erdboden lag, so hatte ich als Empfänger drei Kupferdrähte angebracht, welche durch einen Spalt einer Fensterscheibe austraten, sich fächerförmig ausbreiteten und auf eine Terrasse mündeten, die zwar bedeckt, aber nach allen Seiten hin offen war.

Die äusseren Enden der drei Metalldrähte, die in Kautschukröhren ausliefen, waren im Innern und in der Höhe an Isolatoren aus paraffiniertem Glase befestigt, derart, dass sie auf den letzten 4 m niemals vom Regen benetzt werden konnten. Die Isolatoren befanden sich 12 m über dem Erdboden und waren 2 m voneinander entfernt; die Drähte waren jeder 30 m lang. Im Laboratorium war die Erdung mit Hilfe der Wasserleitung gemacht.

Um jede Gefahr für die Beobachter und die Apparate zu vermeiden, wurden, wenn das Gewitter allzunahe kam, die Verbindungen der Apparate mit der Erde und mit den Luftdrähten entfernt, die dann an zwei Enden isoliert blieben.

Ein telephonischer Empfänger in meinem Arbeitszimmer und ein anderer in meinem Schlafzimmer mit Rufglocke, gestatteten mir, tags und nachts zu beobachten, und ich würde den Gang eines Ferngewitters haben voraussagen können, ohne mir irgendwelche Mühe zu machen.

Ich habe keine vertikalen Auffangedrähte gewählt wegen der sehr viel grösseren Vorsichtsmassregeln, welche sie zur Vermeidung jeder Gefahr erforderlich gemacht hätten.

Mit dieser einfachen, wenig kostspieligen und durchaus zuverlässigen Anordnung konnte ich Ferngewitter selbst an wolkenlosen Tagen hören und studieren, auch wenn noch keine Spur davon am Himmel sichtbar war.

Am 29. September war das Wetter bis Mittag sehr schön, aber das Elektroradiophon zeigte seit morgens durch sehr verschiedene Geräusche und sehr deutliche Störungen Entladungen an, die sich sicherlich in sehr grosser Entfernung abspielten. Gegen 2 Uhr liess sich das Läutewerk hören, und in dem Telephon hörte ich immer energischer werdende Geräusche. Es waren solche darunter, welche gewissen fernen Donnerschlägen glichen, das waren die zahlreichen, näheren Entladungen der Elektrizität. Von jetzt ab gab das Läutewerk Signale in kürzeren Pausen und um $3\frac{1}{2}$ Uhr musste ich dasselbe ausser Thätigkeit setzen, es hörte nicht mehr auf zu läuten. Die Blitze wurden sichtbar, grosse Wolken fingen an, sich fast überall zu bilden, Donner war noch nicht zu hören, aber die immer stärkeren Geräusche im Telephon änderten sich plötzlich, und ich hörte etwas wie ein sehr dumpfes, gleichmässiges und fortgesetzes Prasseln, einige Augenblicke später begann der Regen und gleichzeitig liess sich der erste sehr heftige Donnerschlag vernehmen. Ich hatte kaum die Verbindungen entfernt, als ein Unwetter von einer unerhörten Gewalt losbrach, Wasserhosen fegten die Strassen, die Blitze folgten sich ohne Unterlass und der Strahl schlug in mehrere benachbarte Stellen ein. Später konnte ich noch mit meinem Apparate die sehr fernen Entladungen bis zu ihrem vollständigen Verschwinden hören.

Wenn sich das Wetter änderte, ohne dass ein Gewitter eintrat, hörte ich immer das charakteristische Geräusch, das ich eben erwähnt habe, eine Thatsache, die ich selbst 12 Stunden vor dem Fallen des Regens konstatiert habe. Das Elektroradiophon würde wegen seiner grossen Empfindlichkeit und des Fehlens jeder Regulierung sicherlich der Schiffahrt Dienste leisten können, nicht nur, um die Gewitter zu entdecken und ihren Lauf verfolgen zu können, sondern auch, um die radiotelegraphischen Zeichen von denjenigen zu unterscheiden, die von atmosphärischen Entladungen herrühren, beispielsweise unter Verwendung der selektiven oder Monotelephone des Herrn Mercadier.[1])

1) Vgl. diese Zeitschr. **2**, 24, 1900.

(Eingegangen 14. Dezbr. 1900.)

(Aus dem Französischen übersetzt von Hermann Th. Simon.)

Die Anwendung des Interferometers beim Studium des Zeemaneffektes.

Von J. C. Shedd.

In einer vor kurzem in dieser Zeitschrift[1]) erschienenen Abhandlung wurde die Interferometermethode mit der spektrographischen verglichen. In der vorliegenden Arbeit soll die erstere etwas eingehender, und besonders ihre Anwendung zur Beobachtung des Zeeman-Phänomens besprochen werden.

Figur I giebt das Instrument in seiner gewöhnlichen Form.

M_1, M_2 sind zwei stark versilberte Spiegel, deren Versilberung gegenüber A liegt.

A ist eine halbversilberte Platte, Versilberung gegenüber M_2.

C ist eine Platte von derselben Dicke wie A und parallel A.

D ist eine Lichtquelle, welche sich im Hauptbrennpunkt der Linse L befindet.

Der Spiegel M_1 befindet sich auf einem Wagen, dessen Bewegung durch die Schraube S reguliert wird. Der durch die Linse L parallel ge-

1) Diese Zeitschr. **1**, 270, 1900; siehe auch Phys. Rev. Juli-August 1899.

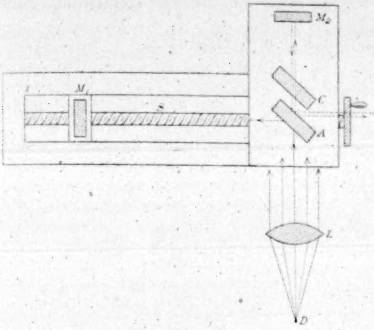


Fig. 1.

machte Lichtstrahl fällt auf A unter einem Winkel von 45^0 und wird teils reflektiert, teils hindurch gelassen. Bei M_1 und M_2 findet normale Reflexion statt und der Strahl fällt wieder auf die Platte A, wo er wiederum teils reflektiert, teils hindurchgelassen wird. In das Auge bei E gelangen somit zwei Strahlen, welche verschiedene Wege zurückgelegt haben und daher einen Phasenunterschied aufweisen. Die Theorie der so entstehenden Interferenzerscheinung ist von Professor Michelson[1]) und dem Verfasser[2]) entwickelt worden.

Die Bedingung, dass Interferenz stattfindet, wird durch folgende Gleichung bestimmt:

(1) $$\Delta = 2\,\frac{t_0 + P\,tg\,i\,tg\,\varphi}{\sqrt{1 + tg^2\,i + tg^2\,\Theta}},$$

wo

$\Delta \equiv$ Differenz der Wege der zwei Strahlen.

$P \equiv$ Entfernung der Interferenzerscheinung von M_2.

$\varphi \equiv$ der Winkel, welchen die Spiegel M_1, M_2 miteinander bilden (physikalisch ist dies der Winkel, um den sie von 90^0 abweichen).

$\left.\begin{matrix} i \\ \Theta \end{matrix}\right\} \equiv$ Einfallswinkel der Interferenzstrahlen bei P gemessen in senkrecht zueinander stehenden Ebenen; die Ebene von i ist parallel der von φ.

$2t_0 \equiv$ senkrechte Entfernung zwischen den Spiegeln M_1, M_2 auf dem optischen Wege.

Die Interferenzstreifen sind am deutlichsten, wenn $\frac{\partial \Delta}{\partial \Theta} = 0$ und $\frac{\partial \Delta}{\partial i} = 0$. Hieraus folgt für den grössten Wert von P

(2) $$P = \frac{t_0}{tg\,\varphi}\,tg\,i.$$

1) Phil. Mag. **13**, 1882.

2) Phys. Rev. Nov. 1900.

Aus Gleichung (2) lässt sich die Lage der grössten Schärfe berechnen. Die Kurven, welche der Gleichung (1) entsprechen, sollen in einer späteren Abhandlung besprochen werden.

Beim praktischen Gebrauch des Instruments sind folgende Werte von P von besonderem Interesse, nämlich

A) $\varphi = 0$, $P = \infty$

B) und Δ oder $t_0 = 0$, $P = 0$.

Bei (A) sind die Fransen im Unendlichen liegende Kreise und bei (B) gerade Linien auf M_2; der Fokus des Auges muss selbstverständlich entsprechend diesen beiden Fällen verändert werden. Als Kennzeichen für A hat man die Bedingung, dass die Fransen keine Parallaxe bei einer beliebigen Bewegung des Auges zeigen dürfen.

Der Nullpunkt des Instruments, wo $\Delta = 0$ ist, ist bei Anwendung von weissem Licht durch eine schwarze Bande in der Mitte charakterisiert, welche zu beiden Seiten von schönen chromatischen Fransen begleitet ist. Die Bande in der Mitte ist schwarz anstatt weiss, was davon herrührt, dass der eine Strahl bei A innen, der andere aussen reflektiert wird, was eine Phasendifferenz von $^1/_2\,\lambda$ hervorruft.

Dieser Zustand der Phasendifferenz ist jedoch nur dann ganz verwirklicht, wenn die Platte C von derselben Dicke, wie Platte A und genau parallel A ist. Sind diese Bedingungen nicht erfüllt, so entsteht „Chromatismus", eine Erscheinung, welche von Cornu[1]) und Michelson eingehend besprochen worden ist.

Nachdem man auf die Nulllage eingestellt und dadurch Fransen erhalten hat, kann man die letzteren durch Drehen von M_1 in einer beliebigen Richtung zum Verschwinden bringen. Dies rührt nicht von einer Übereinanderlagerung her. Wird Licht von einer Farbe angewandt — d. h. ist die Lichtquelle eine unendlich schmale Spektrallinie — so bleiben die Fransen offenbar für jeden Wert von t_0 oder Δ bestehen. In diesem Fall hören sie aber schliesslich auf, sichtbar zu sein, da sie um so schmäler werden, je mehr Δ zunimmt.

Wird eine Kurve mit der Intensität der Fransen als Ordinate und den Werten von Δ als Abscissen gezeichnet, so müsste sie asymptotisch mit der letzteren verlaufen. Offenbar würde, wenn die Lichtquelle von bestimmter Breite wäre, die Superposition die Fransen auslöschen, und der Wert von Δ, bei dem dies stattfindet, würde von der Breite der Lichtquelle abhängen. Wird dagegen anstatt einer Lichtquelle eine doppelte benutzt, so wird die „Sichtbarkeitskurve" total verändert. Es ergiebt sich dies sofort, wenn man bedenkt, dass das resultierende System der Fransen von der gleichzeitigen Gegenwart der zusammengehörigen

1) Cornu, C. R. **93**, 1881.

Systeme herrührt, von denen das eine in der einen Phase ein Maximum der Helligkeit, das andere ein Minimum hervorruft, oder umgekehrt. Die „Sichtbarkeitskurve" wird daher periodisch steigen und fallen entsprechend den Werten von Δ, wo die beiden Systeme in derselben oder der entgegengesetzten Phase sich befinden. Die aufeinander folgenden Maxima werden immer weniger intensiv sein und schliesslich fällt die Kurve auf Null. Die Entfernung zwischen Maximum und Minimum hängt schliesslich von der Differenz der Wellenlänge zwischen den Komponenten der doppelten Lichtquelle ab.

Der allgemeinste Fall ergiebt sich, wenn eine vielfache Lichtquelle mit Komponenten von verschiedener Intensität betrachtet wird: Professor Michelson hat viele hierhin gehörige Aufgaben in eleganter Weise gelöst und an nahe bei einander liegenden Gruppen von Spektrallinien geprüft.[1]) Die Analyse der Sichtbarkeitskurven, welche mit komplexen Lichtquellen erhalten werden, ist äusserst schwierig. Deswegen hat Professor Michelson einen mechanischen harmonischen Analysator ersonnen, welcher die Arbeit sehr erleichtert.

Beim Zeeman-Phänomen vereinfacht die Annahme der Symmetrie in dem magnetisierten System der Linien das Problem. Aber selbst dann ist die vollständige Lösung ohne den mechanischen Analysator kaum ausführbar.

Man könnte wohl glauben, dass ein Beobachter mit dem Interferometer allein nur wenig zum Studium der Spektralanalyse oder des modifizierten Systems der Linien, wie beim Zeeman-Effekt, beitragen kann. Dass diese Vermutung nicht richtig ist, soll jetzt nachgewiesen werden.

I. Zunächst kann schon viel aus der Änderung in der Sichtbarkeitskurve geschlossen werden. So zeigt in Fig. 2 die Kurve A die Sichtbarkeits-

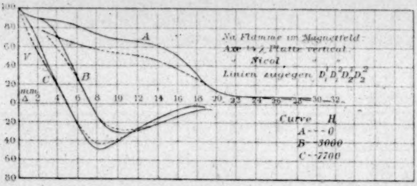


Fig. 2.

kurve der unmagnetisierten Linien. Kurve B und C sind die Kurven mit Feldstärken von 3000 bezw. 7700 C. G. S.-Einheiten. Die folgenden Schlüsse können daraus gezogen werden. 1. Die Thatsache, dass die Sichtbarkeitskurve schneller in B und C als in A fällt, zeigt, dass die Spektrallinie durch das magnetische Feld verbreitert worden ist. 2. Die Thatsache, dass die Sichtbarkeit wieder steigt (in der Kurve zeigt sich dies durch die negativen Ordinaten), beweist, dass mindestens zwei Leuchtcentren vorhanden sind, und dass die Linie daher mindestens eine Dublette ist. Ist dies so ausgeprägt, wie in C, so ist die Trennung so weit vorgeschritten, dass die Komponenten isoliert sind.

II. kann die Breite der gleichwertigen einfachen Lichtquelle bestimmt werden. Hiermit ist die einfache Lichtquelle gemeint, welche eine Sichtbarkeitskurve geben würde, die die Umhüllende der gegebenen Kurve sein würde. Die Gleichung dieser gleichwertigen einfachen Kurve ist

$$V = 2^{-\frac{\Delta^2}{\Delta_1^2}}, \qquad 3)$$

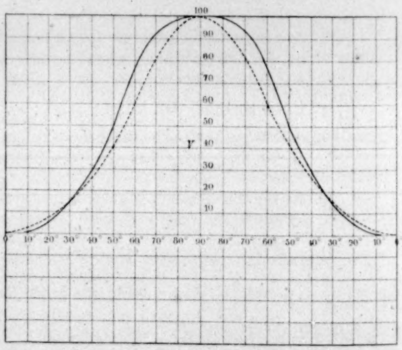
wo Δ_1 der Wert von Δ für $V = \frac{1}{2}$ ist. Die halbe Breite der Lichtquelle ist

$$\delta = \frac{22\,\lambda^2}{\Delta_1} \times 10^{-7}. \qquad 4)$$

Tabelle II (siehe weiter unten) giebt die Werte von δ für die Kurven von Fig. 2.

Hier muss eine Fehlerquelle und die Korrektionsmethode besprochen werden.

Es ist eine bekannte Thatsache, dass bei allen Helligkeitsschätzungen das Auge eine helle Fläche zu überschätzen und eine dunklere zu unterschätzen geneigt ist. Im vorliegenden Fall kann man eine Reihe von Fransen von bekannter Intensität zum Vergleich sich herstellen, praktischer ist es jedoch, sich eine Korrektionskurve zu zeichnen und die Schätzungen hiernach zu korrigieren. Fig. 3 zeigt



Gleichung der punktierten Linie: $V = \frac{1 - cos^2\, 2\,\varphi}{1 + cos^2\, 2\,\varphi}$.

Ausgezogene Kurve: Schätzungen des Auges.

Fig. 3.

1) Phil. Mag. 13, 338, 1891.

solche Korrektionskurve und die punktierten Linie in Fig. 2 giebt den Charakter dieses Korrektionsgliedes an.

III. lässt sich der Polarisationszustand in eleganter Weise bestimmen.

Wird z. B. die Lichtquelle parallel zur Achse des magnetischen Feldes betrachtet, so können mit einer $^1/_4\,\lambda$-Platte und Nicolschem Prisma die Komponenten isoliert und einzeln untersucht werden. Die folgende Tabelle wird dies erläutern.

Tabelle I.

Die Lage der $^1/_4\,\lambda$-Platte bleibt unverändert.

Lage der Achse des Nikol	Verhalten der Fransen beim Erregen des Magneten	Komponenten zugegen
Vertikal	werden verschwommen	beide
$+45^0$ oder -135^0	Dehnen sich aus, bleiben klar	verzögerte Komponente
$+90$ (horizontal)	werden verschwommen	beide
$+135^0$ oder -45^0	ziehen sich zusammen, bleiben klar	beschleunigte Komponente
180 (vertikal)	werden verschwommen	beide

Bleiben die Fransen klar, so wird offenbar die eine Komponente ausgelöscht; die Lage des Nicolschen Prismas ergiebt somit die Polarisationsebene.

IV. Dehnen sich die Fransen aus, so ist die verzögerte oder vergrösserte Welle zugegen, ziehen sie sich zusammen, so ist die beschleunigte oder verkleinerte Welle zugegen. Die auf Tabelle I basierende Fig. 4 zeigt dies

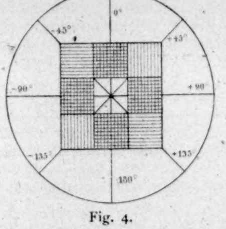


Fig. 4.

deutlich. Die Lage, wo die Fransen verschwommen werden, wobei also beide Komponenten zugegen sind, wird durch die kleinen Quadrate bezeichnet.

V. Auch behufs Messung der Änderung der Wellenlänge leistet das Interferometer gute Dienste. Man kann hierzu nach vier Methoden verfahren, die im Prinzip einander ähneln, aber im Detail voneinander abweichen.

1. Die erste Methode ist von Michelson ersonnen. Wird die Entfernung zwischen aufeinander folgender Maxima der modifizierten Sichtbarkeitskurve gemessen, und bezeichne Δ die Entfernung von dem Nullpunkte des Instrumentes bis zum ersten Maximum, dann ist

$$\Delta_1 = N\lambda = (N+1)\,\lambda_1, \qquad 5)$$

wo N die Gesamtzahl der passierten Fransen bedeutet und Δ und λ in Millimetern ausgedrückt werden müssen. Diese auch von Parot und Fabry (Astrophys. Journ. Feb. 1899) abgeleitete Formel ist besonders gut anwendbar, wenn der Unterschied zwischen λ und λ_1 nicht allzu klein ist. Im magnetischen Felde ist diese Differenz zu klein, da der entsprechende Wert von Δ sich zwischen 58 bis 14 mm ergab, als der Wert von H auf 4000 C. G. S.-Einheiten erhöht wurde. Da keine grosse Genauigkeit mit Ablesungen von Δ, welche grösser als 10 mm sind, erhalten werden kann, so muss die grösste Sorgfalt bei Anwendung dieser Methode beobachtet werden.

Bei einem Werte von Δ, welcher grösser als 20 mm ist, sind die Fransen so eng und häufig so schwach, dass die genaue Bestimmung des Verstärkungspunktes nicht leicht ist. Da ferner die magnetisierten und unmagnetisierten Fransen nicht zu gleicher Zeit beobachtet werden können, so muss der Wert von Δ ermittelt werden, bei dem der Magnet das System um die doppelte Breite einer Franse verschiebt. Diese Bestimmung ist für grosse Werte von Δ nicht leicht.

2. Bei der zweiten Methode werden das Nikol und die $^1/_4\lambda$-Platte nicht zu gleicher Zeit benutzt. In diesem Falle werden die magnetisierten Komponenten auseinander gezerrt, indem die eine beschleunigt, die andere verzögert wird. Die entsprechende Wirkung auf die Fransen besteht darin, dass das ursprüngliche System gleichzeitig sich zusammenzieht und ausdehnt. Wird nun der Punkt ermittelt, wo die beiden Systeme einander berühren, so wird jede Franse um $^1/_2$ ihrer Breite sich verschoben haben, woraus hervorgeht, dass das beschleunigte System um $^1/_2$ Periode der verzögerten voraus ist, oder um $^1/_4$ Periode von dem ursprünglichen System. Wir haben dann die Gleichung

$$\Delta_2 = N\lambda = (N + \tfrac{1}{4})\,\lambda_1\,. \qquad 6)$$

Bei dieser Methode muss der Wert von Δ_1 genommen werden, bei dem die Franse verschwindet und das Feld gleichmässig erhellt ist. Das letztere rührt daher, dass sobald das eine System von Fransen das andere berührt, die hellen Ringe des einen Systems mit den dunklen des anderen zusammenfallen, wodurch eine

gleichmässige Erhellung stattfindet. Wird die Lichtquelle parallel der Achse des Magnetfeldes betrachtet, so wird die $^1/_4\lambda$-Platte benutzt, aber nicht das Nicolsche Prisma. Beim Beobachten senkrecht zum magnetischen Felde wird die $^1/_4\lambda$-Platte natürlich nicht benutzt, sondern nur das Nicolsche Prisma, welches so gestellt werden muss, dass die mittlere Komponente vernichtet und die Seitenkomponente bestehen bleibt. Für solche Komponente ist diese Methode wahrscheinlich die beste.

3. Die dritte Methode ist nur für Beobachtungen parallel dem Magnetfeld anwendbar; sie besteht im folgenden.

Das Nikol wird so gedreht, dass eins der Systeme vernichtet wird und es wird nun die Aufmerksamkeit auf die Franse des übrigbleibenden Systems gelenkt. Wir wollen zunächst annehmen, dass die mittlere Franse dunkel und das magnetische Feld nicht erregt sei. Beim Schliessen des magnetisierenden Stromes werden die Fransen sich zusammenziehen oder ausdehnen und für einen gewissen Wert von Δ wird die Mitte, welche vorher dunkel war, sich erhellen. Unter diesen Bedingungen haben sich die Fransen um ihre eigene Breite verschoben, und es gilt die Gleichung

$$\Delta_3 = N\lambda = (N + \tfrac{1}{2})\,\lambda_1\,. \tag{7}$$

4. Die vierte Methode besteht im folgenden: das Feld bleibe magnetisch; die Franse werde mit dem Nikol in eine gegebene Lage gebracht, welche eine auf Δ gezogene Linie berührt. Das Nikol werde um 90° gedreht, damit das andere System sichtbar werde. Der Wert von Δ, welcher bewirkt, dass die Linie eine gemeinsame Tangente zu beiden Systemen wird, entspricht einer Differenz der Periode, so dass

$$\Delta_4 = N\lambda_1 = (N + 1)\,\lambda_2\,, \tag{8}$$

wo λ_1 und λ_2 die Wellenlänge der Bestandteile des Systems bedeuten. Da nun λ_1 und λ_2 symmetrisch zu der magnetisierten Linie λ sind, so geht die letzte Gleichung über in

$$\Delta_4 = N\lambda_1 = (N + \tfrac{1}{2})\,\lambda = (N + 1)\,\lambda_2$$
$$\text{oder } \Delta_4 = N\lambda = (N + \tfrac{1}{2})\,\lambda_1\,, \tag{9}$$

ein Resultat, welches mit Gleichung (8) identisch ist.

Von den obigen Methoden ist nur die zweite für Beobachtungen normal zum magnetischen Felde anwendbar, während alle für Beobachtungen parallel zum magnetischen Felde geeignet sind.

In den obigen Gleichungen bedeutet N die Gesamtzahl der Fransen, welche man von der Anfangslage bis zu dem gegebenen Werte von Δ passiert. Da $N\lambda = \Delta$, so können die Gleichungen auch geschrieben werden

$$\left.\begin{array}{l}
\text{Für } \Delta_1\text{, Gleichung 5)} \\
\qquad \lambda - \lambda_1 = \dfrac{\lambda\lambda_1}{\Delta} = \dfrac{\lambda^2}{\Delta}. \\
\text{Für } \Delta_2\text{, Gleichung 6)} \\
\qquad \lambda - \lambda_1 = \dfrac{\lambda\lambda_1}{4\Delta} = \dfrac{\lambda^2}{4\Delta}. \\
\text{Für } \Delta_3 \text{ und } \Delta_4\text{, Gleichungen 7) und 9)} \\
\qquad \lambda - \lambda_1 = \dfrac{\lambda\lambda_1}{2\Delta} = \dfrac{\lambda^2}{2\Delta}.
\end{array}\right\} \tag{10}$$

Für einen gegebenen Wert von $\lambda - \lambda_1$ erhalten wir

$$\Delta_1 = 4\,\Delta_2 = 2\,\Delta_3\,. \tag{11}$$

Die letzte Gleichung gestattet einen Vergleich zwischen den verschiedenen Methoden und beweist, dass Methode 2 die besten Resultate liefert, da sie die kleinsten Werte von Δ und daher die breitesten und schönsten Fransen giebt.

Jedoch, wie schon bemerkt, liefert 2. eine gleichmässige Erhellung, wobei die Fransen vernichtet werden, während Methode 3 und 4 klare scharfe Fransen liefert.

Gleichungen 10) können geschrieben werden

$$\frac{\lambda - \lambda^1}{\lambda^2} = \frac{1}{\Delta_1} = \frac{1}{4\,\Delta_2} = \frac{1}{2\,\Delta_3}\,. \tag{12}$$

Da aber aus anderen Überlegungen folgt, dass

$$\frac{\lambda - \lambda_1}{\lambda^2} = \frac{e}{m}\,\frac{H}{4\pi v},$$

so ergeben sich folgende Gleichungen:

$$\left.\begin{array}{ll}
\text{Methode I:} & H\Delta = 4\pi v\,\dfrac{m}{e} \\
\text{Methode II:} & H\Delta = \pi v\,\dfrac{m}{e} \\
\text{Methode III und IV:} & H\Delta = 2\pi v\,\dfrac{m}{e}
\end{array}\right\} \tag{13}$$

Betrachtet man m/e als eine Konstante, so stellen diese Gleichungen rechtwinklige Hyperbeln dar, deren Zweige asymptotisch zu H und Δ als Achsen verlaufen. Dies liefert ein bequemes Mittel, um die Richtigkeit der nach den verschiedenen Methoden erhaltenen Resultate zu prüfen und sie miteinander zu vergleichen.

Im dritten Abschnitt (siehe oben III.) wurde eine Methode gegeben, um die Breite der äquivalenten einzelnen Lichtquelle zu bestimmen. Diese Breite müsste ungefähr mit dem nach einer der obigen Methoden erhaltenen Werte von $\lambda - \lambda_1$ übereinstimmen. Die Weite der $^1/_2$ Breite der äquivalenten einfachen Lichtquelle sind, wie sie aus den in Fig. 2 korrigierten Kurven ermittelt worden sind, in Tabelle II, Kolumne 2, mitgeteilt, während in Kolumne 3 die Werte von $\lambda - \lambda_1$ stehen, die durch Beobachtung der mittleren Franse nach Methode 3 erhalten worden sind.

Tabelle II.

Werte von H	$^1/_2$ Breite der äquivalenten einfachen Lichtquelle	$\lambda - \lambda_1$
3000	0,17	0,13
1700	0,35	0,32

Es war zu erwarten, dass der erstere Wert (entsprechend der $^1/_2$ Breite) grösser sein würde, als der entsprechende Wert von $\lambda - \lambda_1$, da der letztere die Entfernung zwischen den Mitten der Lichtquellen, der erstere die äusserste Entfernung zwischen beiden giebt. Die Übereinstimmung in der obigen Tabelle ist daher sehr befriedigend.

VI. Bestimmung des Verhältnisses e/m. Für dieses Verhältnis gilt die bekannte Gleichung

$$\frac{e}{m} = \frac{\lambda - \lambda_1}{\lambda^2} \frac{2\pi v}{H} \tag{14}$$

Da alle Werte auf der rechten Seite bekannt sind, so ergiebt sich unmittelbar e/m. Die Resultate ähnlicher Rechnungen sind schon in dieser Zeitschrift mitgeteilt.[1]

Während die eingehende analytische, von Professor Michelson entwickelte Methode die vollständige Lösung des Problems der Verteilung des Lichtes giebt, dürfte durch diese Abhandlung bewiesen sein, dass das Interferometer zum Studium des Zeeman-Effektes in mannigfacher Hinsicht verwendbar ist. Diese Methoden sind, trotzdem sie indirekte sind, äusserst einfach und frei von manchen lästigen Einzelheiten, welche die viel schwierigere spektrographische Methode begleiten.

1) Vgl. diese Zeitschr. 1, 270, 1900.

Phys. Labor. Colorado College, Nov. 1900.

(Aus dem Englischen übersetzt von G. C. Schmidt.)

(Eingegangen 16. Dezember 1900.)

Über die Schwingungsamplitude der Elektronen.

Von W. Kaufmann.

1. Betrachtet man die Schwingungen eines leuchtenden Moleküls gemäss der von Herrn H. A. Lorentz[1]) zuerst entwickelten Anschauungsweise als hervorgebracht durch die Bewegungen der mit Elektrizität geladenen materiellen Atome, so führt die quantitative Untersuchung des Zeemanschen[2]) Phänomens zu der notwendigen Konsequenz, dass ausser den gewöhnlichen, sogenannten chemischen Atomen, noch kleinere, stets negativ geladene Teilchen vorhanden sein müssen, deren Masse nur etwa $\frac{1}{1700}$ derjenigen des H-Atoms beträgt. Einen nahezu identischen Wert erhielt Verfasser[1]) bei Untersuchung der Kathodenstrahlen. Für das Folgende werde der von Herrn S. Simon[2]) bestimmte Wert $\frac{\varepsilon}{m} = 1{,}865 \cdot 10^7$ zu Grunde gelegt (ε = Ladung m = Masse eines Teilchens).

Es soll nun im folgenden versucht werden, den Wert der Schwingungsamplitude dieser Teilchen, der sogenannten „Elektronen" zu berechnen; und zwar, wie gleich hier bemerkt werden soll, einen oberen Grenzwert.

2. Es sei m die Masse eines Elektrons.
n die Zahl der in einem Atome vorhandenen schwingenden Elektronen.
N die Zahl der Atome in einem Grammäquivalent.
ϱ die Schwingungsamplitude eines Elektrons.
τ die Schwingungszeit.

Nimmt man die Schwingungen als kreisförmig an, so ist die Geschwindigkeit $\frac{2\pi\varrho}{\tau}$ und die kinetische Energie eines einzelnen Elektrons:

$$k = \frac{4\pi^2\varrho^2}{\tau^2} \cdot \frac{m}{2} = \frac{2\pi^2\varrho^2 m}{\tau^2}. \tag{1}$$

Die kinetische Energie sämtlicher Elektronen in einem Grammäquivalent ist demnach:

$$n\,k = K = \frac{2\pi^2\varrho^2 m\,n\,N}{\tau^2}; \tag{2}$$

nun ist

$$\frac{\varepsilon}{m} = 1{,}865 \cdot 10^7, \tag{3}$$

ferner, wenn ε' die Ladung und M_H die Masse eines H-Atoms bedeutet:

$$\frac{\varepsilon'}{M_H} = 9650. \tag{4}$$

Setzt man, wie ja meist geschieht, $\varepsilon = \varepsilon'$, so ist

$$m = M_H \cdot \frac{9650}{1{,}865 \cdot 10^7} = M_H \cdot 5{,}17 \cdot 10^{-4}. \tag{5}$$

Es ist also:

$$m\,N = M_H\,N \cdot 5{,}17 \cdot 10^{-4}$$

und, da $M_H N$, das ist die Gesamtmasse eines Grammäquivalents Wasserstoff, gleich 1:

$$m\,N = 5{,}17 \cdot 10^{-4} \tag{6}$$

so dass:

$$K = \frac{2\pi^2\varrho^2 n\, 5{,}17 \cdot 10^{-4}}{\tau^2} \tag{7}$$

und:

$$\varrho^2 = \frac{\tau^2 K}{2\pi^2 n\, 5{,}17 \cdot 10^{-4}}. \tag{8}$$

Bezeichnet man mit C_v die spezifische Wärme bei konstantem Volumen, mit μ das Molekular-

1) H. A. Lorentz, Leiden 1895.
2) P. Zeeman, Phil. Mag. 255, Sept. 1897.

1) W. Kaufmann, Wied. Ann. 62, 596, 1897.
2) S. Simon, Wied. Ann. 69, 611, 1899.

gewicht eines einatomigen Gases, z. B. des *Na*-Dampfes, so ist $C_v\,\mu = 3$ g-Kal.[1]) $= 1{,}26 \cdot 10^8$ absolute Einheiten.

Ist T die absolute Temperatur, so ist die Energie eines Grammäquivalents:

$$9)\qquad K_0 = T\,C_v\,\mu = 1{,}26 \cdot 10^8 \cdot T.$$

Diese Energie besteht zum weitaus grössten Teil in fortschreitender Bewegung der Moleküle, so dass die Energie der Schwingungen der Elektronen jedenfalls kleiner ist als K_0. Bezeichnet α einen echten Bruch, so ist demnach:

$$10)\qquad K = \alpha\,K_0 = \alpha \cdot 1{,}26 \cdot 10^8 \cdot T.$$

Die Schwingungszeit τ des Lichtes der *D*-Linien ist:

$$11)\qquad \tau = 1{,}96 \cdot 10^{-15}\ \text{Sek.}$$

so dass wir erhalten:

$$12)\qquad \varrho = \sqrt{\frac{\alpha}{n}\,T} \cdot \sqrt{\frac{1{,}95^2 \cdot 10^{-30} \cdot 1{,}26 \cdot 10^{3}}{2\pi^2 \cdot 5{,}17 \cdot 10^{-4}}} = 2{,}18 \cdot 10^{-10} \cdot \sqrt{\frac{\alpha}{n}\,T};$$

setzen wir $T = 2000^0$, der ungefähren Temperatur des Bunsenbrenners, so wird:

$$13)\qquad \varrho = 9{,}75 \cdot 10^{-9} \cdot \sqrt{\frac{\alpha}{n}}$$

oder angenähert:

$$\varrho = 10^{-8} \cdot \sqrt{\frac{\alpha}{n}}.$$

Hierbei ist $\alpha < 1$, $n \geq 1$; folglich $\frac{\alpha}{n} < 1$, so dass wir auch schreiben können:

$$14)\qquad \varrho < 10^{-8}\ \text{cm}.$$

Wahrscheinlich ist ϱ von dieser oberen Grenze sehr weit entfernt, da ja aus dem Werte des Verhältnisses C_p/C_v der spezifischen Wärmen für einatomige Gase folgt, dass fast die ganze Energie in fortschreitender Bewegung der Moleküle besteht, dass also α sehr klein sein muss. Da der sogenannte Radius der Wirkungssphäre eines Gasmoleküls von der Ordnung 10^{-8} ist, so folgt aus obigem Resultat jedenfalls, dass die Schwingungsweite der Elektronen viel kleiner ist als der Molekularradius.

1) F. Richarz, Verhdl. D. phys. Ges. **1**, 47, 1899.

Göttingen, Oktober 1900.

(Eingegangen 20. Januar 1901.)

Über ein Universalstativ für Versuche mit der Braunschen Röhre und Zusammenstellung solcher Versuche.

Von H. Th. Simon und M. Reich.

Seit Herr F. Braun[1]) den glücklichen Gedanken gehabt hat, die magnetische Ablenkbarkeit der Kathodenstrahlen zur Strommessung zu verwenden, ist die Braunsche Röhre in immer wachsendem Masse als wertvolles Hilfsmittel der Forschung und Demonstration erkannt und benutzt worden. Die überraschende Vielseitigkeit ihrer Anwendbarkeit, namentlich auch zu Vorlesungsexperimenten scheint uns aber noch lange nicht genügend bekannt und verwertet zu sein. Wir erlauben uns daher, im folgenden eine Stativanordnung zu beschreiben, die sich uns beim Experimentieren mit der Braunschen Röhre als zweckmässig erwiesen hat und die Verwendung der Braunschen Röhre zu allen möglichen Versuchen ganz ausserordentlich erleichtert. Der Vorteil, dass durch dieses Universalstativ die Braunsche Röhre zu einem stets gebrauchsfertigen, leicht und exakt zu handhabenden, äusserst vielseitigen Instrument wird, rechtfertigt unseren Wunsch, unsere Erfahrungen hier mitzuteilen und damit zur Einführung des schönen Braunschen Gedankens in die breitere Laboratoriums- und Unterrichtspraxis beizutragen. Des weiteren schien uns zu diesem Zwecke wünschenswert, eine Zusammenstellung derjenigen Versuche zu geben, die sich mit unserer Anordnung durchführen lassen; Versuche, wie sie von verschiedenen Forschern, in der Litteratur zerstreut, mitgeteilt sind, teils auch von uns zum ersten Male angestellt sind.

Die Anordnung, die wir verwenden, ist folgende (siehe Fig. 1). Auf einem starken Grundbrett M (30 × 50 cm) erhebt sich das eigentliche Stativ N, ein aus 8 cm breiten Brettstreifen gebildetes Kreuz von 80 cm Höhe und 25 cm Armlänge. An demselben wird die Braunsche Röhre B mit Hilfe von korkgefütterten Klammern K so befestigt, dass ihre Achse auf der Ebene des Kreuzes in seinem Schnittpunkte senkrecht steht. Dort ist die zur Aufnahme der Röhre geeignete Durchbohrung E angebracht. Das Diaphragma der Röhre fällt ungefähr mit der Kreuzebene zusammen.

Ausser den Armen 1, 2, 3, 4 sind noch zwei weitere 5 und 6 an dem Kreuze angebracht, deren Mittellinien mit den Mittellinien der Arme 1 und 2 Winkel von 30° einschliessen. Diese beiden Arme 5 und 6 bilden demnach miteinander, sowie mit Arm 3 Winkel von je 120°.

1) F. Braun, Wied. Ann. **60**, 532, 1897; Elektrot. Ztschr. **19**, 204, 1898.

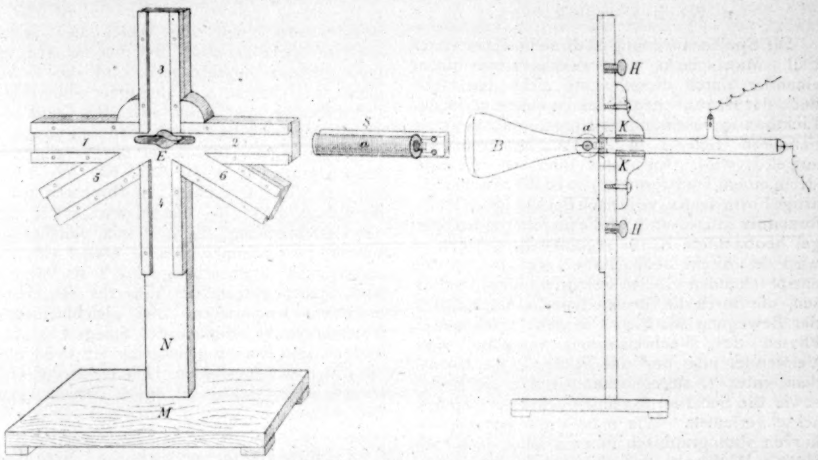


Fig. 1.

Jeder der 6 Arme ist mit einer Schlittenführung versehen, auf deren Schlitten *S* die bei den Versuchen verwendeten „Indikatorspulen" so befestigt sind, dass ihre Achsen mit den Mittellinien der Arme zusammenfallen. Die Schlitten können durch Holzschrauben *H* in jeder Lage festgehalten und damit der Spulenabstand von der Achse der Braunschen Röhre beliebig einreguliert werden. — Im einzelnen sind die Dimensionen des Stativs aus der Zeichnung zu entnehmen, die im Massstabe 1 : 10 ausgeführt ist.

Die Spulen sind auf Messingrohr von 1 cm Durchmesser gewickelt und haben folgende Dimensionen: a) 20 cm Länge, 3,5 cm Durchmesser, 570 Windungen eines 1,5 mm starken umsponnenen Kupferdrahtes in 6 Lagen. Von diesen Spulen sind 4 Stück erforderlich. b) 10 cm Länge, 3,5 cm Durchmesser, 2100 Windungen eines 0,5 mm starken seideumsponnenen Kupferdrahtes in 14 Lagen. Davon ist ein Stück nötig.

Weitere Hilfsteile werden bei den Versuchen erwähnt.

Sämtliche Messingteile der Spulen sind zur Vermeidung Foucaultscher Ströme der Länge nach aufgeschlitzt. Jede Spule ist auf einem Schlitten *S* festgeschraubt, mit bezeichneten Klemmschrauben versehen, und kann ohne weiteres an jedem der sechs Arme des Stativs befestigt werden.[1])

1) Das Stativ nebst Zubehör wurde von dem Mechaniker des Instituts, Herrn Eduard Günther, Stiftstrasse 32, zu unserer grössten Zufriedenheit ausgeführt.

Die Braunsche Röhre betreiben wir mit einer gewöhnlichen zweiplattigen Holtzschen Influenzmaschine. Wegen der intermittierenden Entladungen ist der Betrieb mit einem Induktorium nur in Fällen angängig, wo es sich um Beobachtung sehr langsam veränderlicher Vorgänge handelt. Auch dann ist die Verwendung eines schnellwirkenden, z. B. elektrolytischen Unterbrechers ratsam.

1. Strommessung.

Zwei Spulen *a* werden an den horizontalen Armen 1 und 2 des Stativs befestigt und hintereinander von einem Gleichstrome durchflossen, der gleichzeitig durch ein geeignetes Ampèremeter fliesst. Mit Hilfe eines lichtstarken Objektivs lässt sich der Lichtfleck der Braunschen Röhre auf einen transparenten Schirm projizieren. Man gewinnt durch Bezeichnung seiner Lage bei verschiedenen Stromstärken mit Zahlen aus Balmainscher Leuchtfarbe eine Aichskala, durch die die Braunsche Röhre zu einem Demonstrations-Ampèremeter gemacht ist. Die Empfindlichkeit ist durch Verschiebung der Indikatorspulen in weiten Grenzen variabel. Die Aichung muss natürlich häufig kontrolliert werden.

Verwendet man nur eine Spule *a*, so ist das Ablenkungsfeld nicht homogen, und der runde Fleck erscheint deformiert, indem die der Spule zunächst befindlichen Kathodenstrahlen stärker abgelenkt werden, wie die entfernteren. Darauf ist schon von Herrn Zenneck hingewiesen worden.[1])

1) J. Zenneck, Wied. Ann. 69, 844, 1899.

2. Wechselstromkurven.

Die Spulenanordnung ist dieselbe wie im ersten Fall. Man schickt einen Wechselstrom hintereinander durch dieselbe und sieht den Lichtfleck der Braunschen Röhre zu einem vertikalen Lichtbande auseinandergezogen, welches im rotierenden Spiegel in die Wechselstromkurve aufgelöst wird. Entnimmt man den Wechselstrom einem Transformator, so ist die verschiedenartige Form der Kurve je nach Belastung des Transformators interessant. Ist die im rotierenden Spiegel beobachtete Kurve regelmässig gezackt, so wird das direkt beobachtete Lichtband an den entsprechenden Stellen Schattierungen [1]) aufweisen, die durch die verschiedene Geschwindigkeit der Bewegung des Flecks in den verschiedenen Phasen des Wechselstromes veranlasst sind. Verwendet man nur eine Spule, so werden aus dem unter 1. angegebenen Grunde die Rand-, sowie die Schattierungslinien schräg zur Spulenachse verlaufen. Wie man die Wechselstromkurven photographisch fixieren kann, haben die Herren Wehnelt und Donath,[2]) sowie Herr J. Zenneck[3]) gezeigt. Die ersteren legen die Kurve auf einer bewegten photographischen Platte auseinander; der letztere sinnreich mit Hilfe einer zu der Indikatorspule senkrecht stehenden Ablenkungsspule, die von einem von Null bis zu einem bestimmten Werte linear wachsenden Strome so durchflossen wird, dass die Zeit des Anwachsens immer mit der Zeit des Ablaufs einer Periode synchron ist. Dieser linear wachsende Strom wird von einem mit dem Wechselstromgenerator geeignet gekuppelten rotierenden Apparate erzeugt, einer Scheibe, auf deren Umfang ein Widerstandsdraht an einem festen Gleitkontakte vorbeischleift.

3. Unterbrecherkurven.

Die gleiche Spulenanordnung wird ferner verwendet, um im rotierenden Spiegel die Stromkurven verschiedenartiger Unterbrecher zu erhalten. Man sieht, dass der Strom stets in der für einen Stromkreis mit Selbstinduktion und Widerstand bekannten, durch die Beziehung

$$i = \frac{E}{W}\left(1 - e^{-\frac{W}{L}t}\right)$$

ausgedrückten Weise wächst, so dass gleichzeitig diese wichtige Beziehung selbst eine anschauliche Demonstration findet.

Charakteristisch für die einzelnen Unterbrechertypen ist die Art des Stromabfalls, die Dauer des Stromschlusses und die Zeit der Stromlosigkeit zwischen den einzelnen Unterbrechungen. Bei den älteren Unterbrechern, z. B. dem Wagnerschen Hammer, ist letztere relativ gross, und die Dauer des Stromschlusses nicht variabel. Bei den neueren, gut konstruierten Unterbrechern sind die Pausen kürzer, bei einigen, z. B. den Quecksilberstrahlunterbrechern etc., lässt sich die Dauer des Stromschlusses jeder Betriebsspannung anpassen. (Vgl. dazu J. Walter, Über die Vorgänge im Induktionsapparat Wied. Ann. **62**, 300, 1897.) Bei den elektrolytischen Unterbrechern fehlen die Pausen ganz, bei diesen setzt sofort nach der Unterbrechung, die hier sehr plötzlich geschieht, der Strom aufs neue wieder ein, der zur nächsten Unterbrechung führt.[1]) Im Interesse eines später mitgeteilten Versuchs sei hierauf besonders hingewiesen. Bei gleichbleibender Rotationsgeschwindigkeit des Spiegels gewinnt man aus den Kurven gleichzeitig ein Urteil über die Unterbrechungszahlen. Die elektrolytischen Unterbrecher stehen in dieser Beziehung an der Spitze.

4. Phasendifferenz zwischen Strom und Spannung.

Ausser den bisher auf Arm 1 und 2 angewandten Spulen wird auf dem Arme 3 des Stativs die Spule b befestigt. Während der Strom in den horizontalen Spulen den Lichtfleck vertikal ablenkt, sucht der Strom in Spule 3 ihn auf einer horizontalen Linie zu verschieben. Werden jetzt beide Spulensysteme von demselben Wechselstrome durchflossen, so wird die Bahn des Lichtflecks die Resultante der beiden zu einander senkrechten Ablenkungen sein. Haben die beiden Ströme keine Phasendifferenz, so wird die resultierende Bahn des Lichtflecks eine gerade Linie sein, die um 45 Grad gegen die Horizontale geneigt ist, wenn durch Verschieben der Spulen dafür gesorgt ist, dass die Amplituden der beiden Komponenten gleich sind. Besteht zwischen beiden eine Phasendifferenz, so erhält man als resultierende Bewegung eine Ellipse, die für die Phasendifferenz von einer viertel Periode in einen Kreis übergeht. Um also die Phasendifferenz ϑ nachzuweisen, die zwischen dem Strome in einer Drahtspule (Drosselspule) und der Spannung an ihren Enden besteht, eine Phasendifferenz, welche von der Selbstinduktion L und dem Widerstande W sowie der Periode ω der Drosselspule nach der Beziehung

$$tg\,\vartheta = \frac{L\omega}{W}$$

abhängt, schicken wir den Strom, der diese Spule durchfliesst, durch die horizontalen Rollen a, während wir die vertikale Rolle b der Drossel-

1) Mayrhofer, Elektrot. Zeitschr., **21**, 914, 1900.
2) A. Wehnelt und B. Donath, Wied. Ann. **69**, 861, 1899.
3) J. Zenneck, Wied. Ann. **69**, 838, 1899.

1) A. Wehnelt, Wied. Ann. **68**, 233, 1899; H. Th. Simon, Wied. Ann. **68**, 273, 1899.

spule parallel schalten. Der Lichtfleck der Braunschen Röhre beschreibt dann eine flache Ellipse, die sich mehr und mehr der Kreisform nähert, je mehr man die Selbstinduktion der Drosselspule vergrössert. Die Herren Wehnelt und Donath haben am angeführten Orte gezeigt, wie man diese Phasendifferenz mit Hilfe zweier Braunschen Röhren sichtbar machen und photographisch fixieren kann.

5. Wirkung einer Graetz-Pollackschen Zelle im Wechselstromkreis.

Zwei Spulen *a* auf den beiden horizontalen Armen 1 und 2 des Stativs werden von einem Wechselstrome durchflossen. Schaltet man in seinen Stromkreis noch eine Graetz-Pollacksche Zelle ein, so wird von den beiden Zweigen der Wechselstromkurve der eine vernichtet, nämlich derjenige, in dem die Aluminiumplatte der Zelle Anode[1]) ist. Diese Wirkung ist mittelst der Braunschen Röhre daran zu erkennen, dass sich das Lichtband des Wechselstromes beim Einschalten der Zelle um die Hälfte verkürzt. Im rotierenden Spiegel erhält man eine Kurve, bei der der vernichtete Zweig durch eine horizontale Linie ersetzt ist, vorausgesetzt, dass die Vernichtung eine vollständige ist. Im andern Falle beobachtet man noch kleine übrig gebliebene Zacken, welche sich durch Zuschalten einer oder einiger weiterer Zellen beseitigen lassen. Ausser den Herren Wehnelt und Donath,[2]) die zuerst diese Erscheinung mit der Braunschen Röhre untersuchten und photographisch aufzeichneten, hat Herr Mayrhofer[3]) diesbezügliche Beobachtungen veröffentlicht und besonders die Änderung der Wirkung an verschieden beschaffenen Zellen untersucht. Ein sehr hübscher von ihm herrührender akustischer Demonstrationsversuch dieser Erscheinung sei der Vollständigkeit halber mit angeführt. Schaltet man nämlich in den Stromkreis eine Spule mit Eisenkern ein, auf den man — eventuell unter Zwischenlegen eines Stückes Kartonpapiers — ein kleines Eisenblech legt, so giebt dieses einen der Wechselzahl des Stromes entsprechenden Ton von sich. Sobald man die Graetzsche Zelle einschaltet, sinkt dieser Ton auf die tiefere Oktave, weil jetzt nur noch halb so viele magnetische Impulse in der Zeiteinheit auf das Blech wirken.

6. Schwebungen.

Hat man zwei Wechselströme zur Verfügung, deren relative Wechselzahl sich variieren lässt, so kann man in folgender Weise das Prinzip der Schwebungen demonstrieren: Durch zwei Spulen *a* auf den horizontalen Armen 1 und 2 des Stativs schickt man je einen der beiden Wechselströme; man beobachtet dann bei naher Übereinstimmung der Wechselzahlen ein Schwanken des Lichtbandes der Braunschen Röhre zwischen Minimal- und Maximalamplituden. Im rotierenden Spiegel sieht man die bekannten Schwebungskurven, deren Form sich durch Veränderung der Wechselzahlen beliebig variieren lässt.

7. Lissajoussche Figuren.

Verwendet man die vier Spulen *a* an den vier Armen 1, 2, 3, 4 des Kreuzes paarweise so, dass man die horizontalen 1 und 2 hintereinander von dem ersten Wechselstrome, die vertikalen 3 und 4 hintereinander von dem zweiten durchfliessen lässt, so beschreibt der Lichtfleck die Lissajousschen Figuren, deren besondere Typen sich durch Einregulieren auf die entsprechenden Wechselzahlverhältnisse leicht erreichen lassen. Da gleichzeitig die Phasendifferenz der beiden Wechselströme fast stets langsam wechselt, so durchwandert jede der Figuren langsam alle ihre Phasen nacheinander. Bei Konsonanz z. B. verwandelt sich die Lichtfigur aus der geraden Linie durch die Ellipse in den Kreis und wieder in die gerade Linie zurück. Die Erscheinung ist besonders beim Wechselzahlverhältnis 1 : 2, 2 : 3, 3 : 4 ausserordentlich schön; auch kann man sich nur schwer dem Eindrucke entziehen, als kämen die Figuren durch Rotation von Cylinderflächen um ihre Achsen zu stande, auf denen die entsprechenden Sinuslinien aufgetragen sind. Diese in den mathematischen Verhältnissen der Lissajousschen Figuren bekanntlich tiefer begründete perspektivische Wirkung ist äusserst überraschend. Die Figuren lassen sich leicht photographieren.

8. Drehstrom.

Zum Studium eines Drehfeldes ist die Braunsche Röhre zuerst von Herrn Braun[1]) und Herrn J. Zenneck[2]) sowie von H. Ebert und Hoffmann[3]) angewendet worden. Wir benutzen zur Demonstration drei Spulen *a* auf den um 120 Grad gegeneinander geneigten Armen 3, 5 und 6 des Stativs. Die drei Enden dieser Spulen werden miteinander, die drei Anfänge mit den drei Polen einer Drehstromdynamomaschine, zweckmässig unter Einschaltung dreier Stromschlüssel verbunden. An Stelle des Lichtfleckes erscheint ein Kreis *K* (siehe Fig. 3). Läuft die Maschine langsam, so kann man deutlich die vorschreitende Rotation des Lichtfleckes

1) L. Graetz, Wied. Ann. **62**, 323, 1897; Pollack, Elektrot. Zeitschr., **24**. Juni 1897.
2) l. c.
3) l. c.

1) F. Braun, Elektrot. Zeitschr. **19**, 204, 1898.
2) J. Zenneck, Wied. Ann. **68**, 365, 1899; **69**, 854, 1899.
3) H. Ebert und M. W. Hoffmann, Elektrot. Zeitschr. **19**, 405, 1898.

auf der Kreisbahn wahrnehmen. Schaltet man je einen Zweig des Drehstromes aus, während die beiden anderen geschlossen bleiben, so erhält man nacheinander drei um je 120 Grad gegeneinander geneigte Lichtbänder (1, 2, 3 der Figur 3), den um je 120 Grad gegeneinander verschobenen Komponenten des Drehstromes entsprechend. Die Entstehung der ganzen Erscheinung wird am besten durch nachstehende Konstruktionszeichnung (Fig. 2 und 3) veranschaulicht.

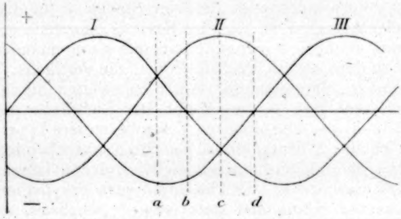


Fig. 2.

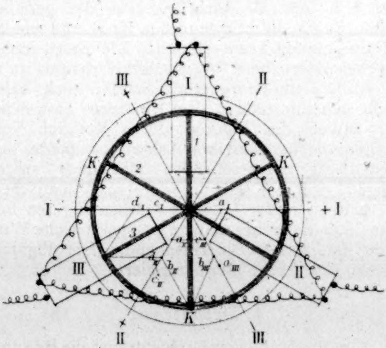


Fig. 3.

Fig. 2 giebt die Elongationen und Phasen der drei Wechselströme I, II und III für jeden Zeitpunkt, z. B. die Zeitpunkte *a*, *b*, *c*, *d*. In Fig. 3 sind die Spulen entsprechend mit I, II, III bezeichnet, ebenso die Linien auf denen der betreffende Wechselstrom den Lichtfleck für sich allein bewegen würde, mit ihren positiven und negativen Seiten (z. B. I + und I —). Die Spulen sind in Sternschaltung. Die zu jedem Zeitpunkte gehörigen Elongationen sind nach diesem Zeitpunkte und der betreffenden Wechselstromkomponente als Index bezeichnet (z. B. a_{I}, a_{II} etc.). Zusammensetzung aller Komponenten (a_{I} a_{II} a_{III} oder b_{I} b_{II} b_{III} etc.) zu irgend einer Zeit nach dem Parallelogramm der Kräfte ergiebt stets einen Punkt des Kreises *K*. Schaltet man eine der drei Komponenten I, II, III aus, so ergiebt die Konstruktion in Übereinstimmung mit der Erfahrung als Spur des Lichtflecks die Linien 1, 2, 3.

9. Hysteresis.

Wie zuerst Herr K. Ångström[1]) gezeigt hat, lassen sich die Hysteresiseigenschaften des Eisens mit Hilfe der Braunschen Röhre sehr schön demonstrieren. Wir verwenden wieder die vier Spulen *a* auf den horizontalen und vertikalen Armen des Kreuzes und lassen sie von demselben Wechselstrome in der Weise durchfliessen, dass die magnetische Wirkung der beiden horizontalen Spulen 1 und 2 auf den Kathodenstrahl sich gegenseitig aufhebt, während diejenige der beiden vertikalen 3 und 4 sich summiert, so dass wir nur eine Bewegung des Lichtfleckes auf einer horizontalen Linie erhalten. Bringt man jetzt in eine der beiden horizontalen Spulen Eisen hinein, so wird dasselbe entsprechend der Stromstärke dieser Spulen magnetisiert, und der Lichtfleck wird durch diesen im Eisen erregten Magnetismus noch eine vertikale Ablenkung erfahren. Diese wird sich also mit der horizontalen Bewegung zu einer Kurve zusammensetzen, deren Ordinaten dem induzierten Magnetismus des Eisens, deren Abscissen der jeweiligen magnetisierenden Kraft proportional sind. Ändert diese Kraft periodisch ihren Wert, so muss demnach der Lichtfleck die Hysteresiskurve der betreffenden Eisensorte beschreiben. Will man dieselbe frei von Foucaultschen Strömen untersuchen, so verwendet man als magnetisierenden Strom einen Gleichstrom, dessen Stärke und Richtung man durch Widerstand und Kommutator geeignet ändert. Durch Projektion des Lichtflecks auf einen transparenten Schirm, auf dem man die entstehende Kurve nachzeichnet, lässt sich dieser Versuch auch quantitativ auswerten. Der Einfluss von Foucaultströmen bei Verwendung von Wechselstrom zeigt sich markant, wenn man zunächst ein Eisendrahtbündel allein, sodann ein ebensolches in einer Messingröhre eingeschlossen in eine der horizontalen Spulen einführt. Bringt man verschiedenartige Eisensorten in beide horizontale Spulen, so sind die entstehenden Kurven, — als die Übereinanderlagerung der magnetischen Eigenschaften beider, — zuweilen von sehr bizarren Formen.

10. Magnetische Fortpflanzungsgeschwindigkeit.

Man verwendet zwei Spulen *a* auf zwei aufeinander senkrechten Armen des Stativs. In der horizontalen Spule befindet sich ein Eisenstab von ca. 1 m Länge, so dass sich die Spule

1) K. Ångström, diese Zeitschr. I, 121, 1899.

auf diesem verschieben lässt. In der vertikalen Spule ist ein kürzerer Stab des gleichen Materials. Fliesst ein Wechselstrom nacheinander durch beide Spulen, so wird der Lichtfleck der Braunschen Röhre eine um 45 Grad gegen die Horizontale geneigte gerade Linie beschreiben. Verschiebt man nun die Spule auf dem Eisenstabe, so geht das Lichtband mehr und mehr in eine Ellipse über, was beweist, dass zwischen den aufeinander senkrechten magnetischen Ablenkungen eine um so grössere Phasendifferenz besteht, je weiter die Spule auf dem Eisenstabe von der Röhre entfernt wird. Die Deutung, welche Herr Braun [1]) diesem Versuche giebt, ist die, dass der Magnetismus eine gewisse Zeit braucht, um sich von der Spule durch das Eisen bis zur Kathodenstrahlröhre fortzupflanzen. Indessen hat schon Ångström gegen die nach dieser Erklärung berechnete Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Magnetisierung im Eisen einige Zweifel erhoben. In seiner späteren Publikation weist Herr F. Braun [2]) selbst darauf hin, dass die magnetische Fortpflanzungsgeschwindigkeit grösser sein muss, als sie bei dem beschriebenen Versuche wegen der Störungen durch Foucaultsche Ströme gefunden wird.

Eine sehr interessante Anwendung dieser scheinbaren magnetischen Fortpflanzungsgeschwindigkeit zur Erzeugung eines Drehfeldes mit Hilfe eines einfachen Wechselstroms macht Herr F. Braun. [2]) Man biegt an dem einen Ende eines massiven Eisenstabes von 8 mm Durchmesser einen halbkreisförmigen Haken von 7 cm Durchmesser. Derselbe wird in eine der Spulen gesteckt und mit derselben etwa am Arme 1 befestigt, so dass der Harken die Braunsche Röhre umfasst. Lässt man Wechselstrom durch die Spule fliessen, so beschreibt der Lichtfleck einen Kreis, wie er für ein Drehfeld charakteristisch ist. Das Drehfeld entsteht, wie Herr Braun gezeigt hat, durch Übereinanderlagerung des von der Wechselstromspule direkt erzeugten Feldes mit dem von den im Eisen entstehenden Foucaultschen Strömen herrührenden. Die letzteren magnetisieren das Eisen so, wie eine auf den Harken aufgewickelte Spule es thun würde, so dass die Kraftlinien beider Felder ziemlich senkrecht zu einander verlaufen. Da wegen des kleinen Widerstandes im Eisen die Foucaultschen Ströme um 90° gegen den Erregerstrom verschoben sind, so muss ein Drehfeld resultieren. Herr Braun hat einen nach diesem Prinzip konstruierten Motor beschrieben, der von der Firma Hartmann & Braun ausgeführt wurde.

1) F. Braun, l. c.
2) Elektrot. Ztschr. 19, 204, 1898.

11. Oszillatorische Entladungen.

Um die oszillatorische Entladung eines aus Kapazität, Selbstinduktion und Widerstand bestehenden elektrischen Systems mit Hilfe der Braunschen Röhre zu demonstrieren, haben die Herren F. Braun [1]), Richarz und Ziegler [2]) die Ströme eines solchen Systems durch eine Indikatorspule hindurch geschickt und den entstehenden Lichtstreif im rotierenden Spiegel analysiert. Den Herren Wehnelt und Donath [3]) gelang es sogar, die Erscheinung auf einer bewegten photographischen Platte zu fixieren, wenigstens für relativ langsam schwingende Systeme.

Durch folgende, dem unter 2. erwähnten Zenneckschen Gedankengange ähnliche Überlegung gelang es uns, die Anwendung des rotierenden Spiegels zu umgehen und den Verlauf auch der schnellsten elektrischen Oszillationen als eine gedämpfte Sinuslinie feststehend auf dem Fluoreszenzschirm der Röhre zu erhalten. Es ist bekannt und oben darauf hingewiesen, dass der Strom in dem Stromkreise eines elektrolytischen Unterbrechers sofort nach der Unterbrechung wieder anzusteigen beginnt. Treibt man ein Induktorium, dessen sekundäre Wickelung mit den Belegungen einer Leydener Flaschen-Batterie verbunden sind, mit einem solchen Unterbrecher, so wird sich nach jeder Unterbrechung diese Batterie laden und gleich darauf mit einer gedämpften Schwingung durch die Sekundärspule des Induktoriums wieder entladen. In dieser selben Entladungsperiode steigt nun aber der Primärstrom wieder an, bis eine neue Unterbrechung erfolgt, und es lässt sich durch geeignete Wahl der Versuchsbedingungen leicht erreichen, dass sich der oszillatorische Entladungsvorgang gerade in der Zeit abspielt, die der Primärstrom braucht, um von 0 auf seinen Maximalwert anzuwachsen.

Lassen wir jetzt den Entladungsstrom durch eine vertikale Indikatorspule fliessen, so wird der Lichtfleck auf einer horizontalen Linie oszillieren; schicken wir den Primärstrom des Induktoriums gleichzeitig durch die beiden horizontalen Spulen, so wird er den Lichtfleck auf einer vertikalen Linie bewegen, also gewissermassen die Rolle des rotierenden Spiegels übernehmen und den Lichtfleck in eine Schwingungskurve auseinander ziehen. Da sich genau dieselben Vorgänge bei jeder Unterbrechungsphase ganz gleichartig wiederholen, so ist eine dauernde, feststehende Kurve auf dem Fluoreszenzschirm der Röhre zu erwarten.

1) Wied. Ann. 60, 557, 1897; Elektrot. Zeitschr. 19, 204, 1898.
2) F. Richarz und W. Ziegler, Ann. der Physik, 1, 468, 1900.
3) l. c.

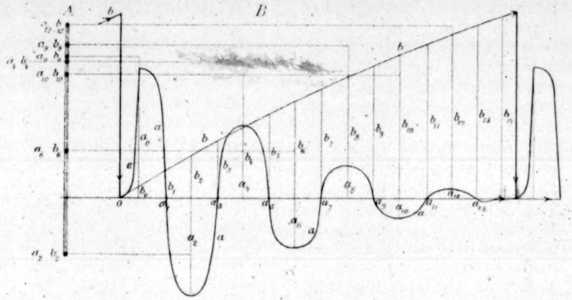


Fig. 4

Das Ergebnis entsprach zunächst nicht den Überlegungen. Wir erhielten nicht die erwartete, sondern die in der Figur 4A dargestellte Erscheinung. Dieselbe deutet allerdings auch eine periodische Kraft an, die aber in derselben Ebene ablenkend wirkt, wie der Primärstrom. Die Erklärung ist unzweifelhaft die, dass es nicht die elektromagnetischen Stromwirkungen, sondern die elektrostatischen Ladungen der vertikalen Indikatorspule waren, welche die Ablenkungen der Kathodenstrahlen bewirkten. Dasselbe scheint unbewusst auch bei der Versuchsanordnung der Herren Richarz und Ziegler (vgl. Ann. d. Phys. **1**, 469, 1900) der Fall gewesen zu sein. Wenigstens gelang es uns in keiner Weise genügende Ablenkungen der Kathodenstrahlen durch die elektromagnetische Wirkung der Entladungsströme zu erreichen. Die letzteren werden von den elektrostatischen Wirkungen der geladenen Spulen weit übertroffen. Da der Lichtfleck an den Umkehrpunkten die kleinste Bewegungsgeschwindigkeit hat, so erscheinen diese Umkehrpunkte besonders hell. Die Konstruktion der beobachteten Erscheinung in Fig. 4A aus den Komponenten Fig. 4B giebt von derselben eingehend Rechenschaft. b ist die durch den Wehneltunterbrecher bestimmte Kurve des Primärstromes, a die Kurve des Spannungsverlaufes an den Belegungen der Leydener Batterie. Die Indices an a und b bezeichnen zusammengehörige Zeitmomente. Demnach ist die Konstruktion der Umkehrpunkte $(a_0 b_0)$ $(a_2 b_2)$ aus der Fig. 4A ersichtlich.

Dass sich die elektrostatischen Wirkungen zur Untersuchung so schnell wechselnder Felder gut eignen, hat schon Herr H. Ebert[1]) gezeigt. Wir benutzten schliesslich folgende Anordnung (s. Figur 5): Durch zwei horizontale Spulen a waren Drähte, durch Glasröhren isoliert, durchgeführt, welche an den Enden kleine Metallscheiben s von 3 cm Durchmesser trugen, zwischen denen die Braunsche Röhre B symmetrisch lag. Die beiden Drähte führten zu den Belegungen der Leydener Batterie C, der Raum zwischen den Scheiben s bildete also ein elektrostatisches Feld, dessen Stärke und Richtung von der jeweiligen Ladung der Batterie bestimmt wurde, so dass der Kathodenstrahl entsprechend dieser Richtung horizontal abgelenkt wurde. Wenn wir jetzt den Unterbrecher U arbeiten liessen, erhielten wir die erwartete Erscheinung, wie sie in Fig. 6 wiedergegeben ist. Da es sich um eine dauernd feststehende Erscheinung handelt, konnten wir sie mit Leichtigkeit ohne besondere Hilfsmittel photographieren. Die Zeichnung Fig. 6 entspricht genau einer solchen Aufnahme.

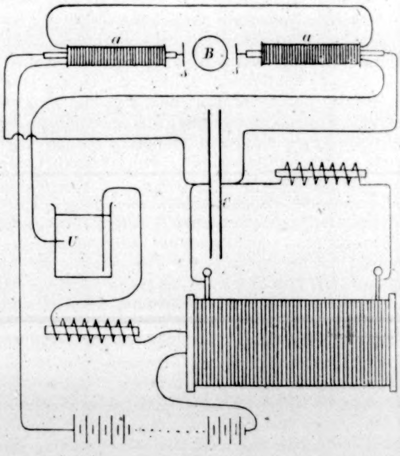


Fig. 5.

1) H. Ebert, Wied. Ann. **64**, 240, 1898.

Die genaue Entstehungsweise dieser Erscheinung ist wieder aus der Konstruktionszeichnung zu erkennen, welche auch zur quantitativen Auswertung der Versuche die Handhabe bietet; die zusammengehörigen Elongationen der Kurven *a* und *b* (Fig. 4B) sind jetzt zu einander senkrecht zusammengesetzt. Durch Variation der verwandten Kapazitäten und

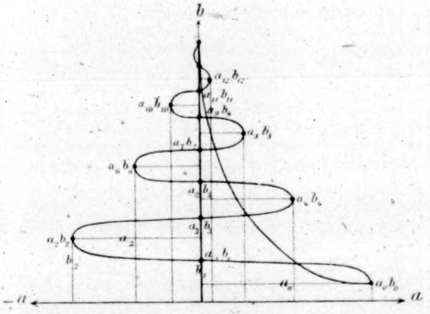


Fig. 6.

Selbstinduktionen lässt sich die bekannte Abhängigkeit $T = \pi \sqrt{LC}$ sehr schön demonstrieren.

Mit dieser Anordnung scheint uns die einfachste und anschaulichste Demonstrationsmethode oszillierender Entladungen und ihrer Gesetze verwirklicht zu sein, die bis jetzt existiert.

Bemerkenswert ist der Verlauf der Kurve zwischen Ende des einen und Anfang eines neuen Entladungsvorganges (s. Figur 4 und 6). Die Kurve zeigt, dass die maximale Ladungsspannung nicht momentan, sondern wegen der Selbstinduktion der Sekundärspule des Induktoriums in einer charakteristischen Kurve erfolgt. Fig. 7 zeigt diesen Verlauf der Kurve *a* und *b*

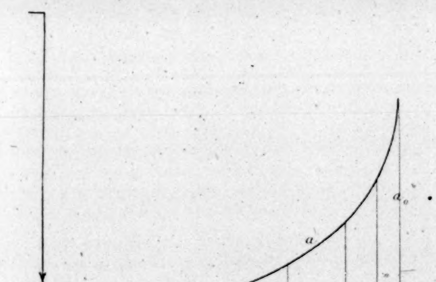


Fig. 7.

zwischen *o* und (a_0 b_0) in grösserem Massstabe. Da die photographischen Aufnahmen zeigen, dass Punkt a_0 b_0 nicht auf der Nulllinie liegt, so ist der Schluss zu ziehen, dass die Unterbrechung am Wehneltunterbrecher in der That zur Zeit *o* momentan erfolgt, so dass *b* schon wieder einen gewissen Wert b_0 erreicht hat, wenn die Spannung *a* auf ihren Maximalwert a_0 gelangt. Die Konstruktionszeichnungen Fig. 4, 6 u. 7 veranschaulichen das.

Inwieweit diese Methode zu exakten Messungen verwertbar ist, soll Gegenstand weiterer Untersuchung bilden.

Laboratorium des Physikalischen Vereins zu Frankfurt a./M., Januar 1901.

(Eingegangen 22. Januar 1901.)

Erwiderung auf die Bemerkungen von Herrn F. Kurlbaum: „Über einen Prioritätsanspruch von Herrn E. Villari".

Von E. Villari.

Herr Kurlbaum veröffentlicht in dieser Zeitschrift **2**, 147, 1900 einige Bemerkungen in Antwort auf den von mir in **2**, 1900 derselben Zeitschrift erhobenen Prioritätsanspruch in Bezug auf eine von ihm in Wiedemanns Annalen[1]) publizierte Arbeit. Kurz gefasst, kommt er zu folgenden Resultaten:

1) dass seine Arbeit drei Resultate oder „wesentliche Punkte" enthält, die von mir weder gefunden, noch studiert worden sind;

2) dass seine Arbeit nach einer anderen Methode und zu anderem Zwecke als die meinige durchgeführt worden ist, und er folglich keinen Prioritätsanspruch anerkennen kann.

Er fügt dann liebenswürdigerweise hinzu, dass meine Arbeit einen grossen Fortschritt gegenüber den früheren bedeute, sowie dass dieselbe und meine Ideen über die Beziehung zwischen der Emission von Russ und der Schichtdicke jetzt sehr bekannt und als Gemeingut aller Physiker zu betrachten sind, weshalb er mich in seiner Arbeit zu nennen nicht für nötig hielt.

Meinerseits möchte ich nun dazu bemerken, dass es ganz richtig, auch nie von mir bestritten worden ist, dass sowohl Methode wie Zweck unserer beiden Arbeiten verschieden sind, was sehr natürlich ist, da ein Zeitraum von 22 Jahren zwischen ihnen liegt. Und so gern wie ich anerkenne, dass die drei von Herrn Kurlbaum angeführten Punkte neu und wesentlich sind, so füge ich doch hinzu, dass andere neue und vielleicht nicht uninteressante Thatsachen in meiner Arbeit behandelt worden sind.

1) **67**, 846, 1899.

Wenn Herr Kurlbaum meint, dass meine Arbeit und die darin ausgesprochenen Ideen über das Emissionsvermögen so bekannt sind, dass man sie als Gemeingut aller Physiker betrachten könne, so fürchte ich, dass er sehr im Irrtum ist; ich glaube vielmehr, dass meine Untersuchungen, wie auch diejenigen von vielen anderen Italienern, ausserhalb Italiens fast unbekannt geblieben sind. Mögen nun hierüber unsere Meinungen sein, welche sie wollen, jedenfalls scheint mir, dass man mit voller Wahrheit bestätigen kann, dass unsere Arbeiten bei aller Verschiedenheit doch in dem Teil, der sich auf die Emission des Russes bezieht und innerhalb der in meiner Mitteilung bezeichneten Grenzen übereinstimmen; daher schien mir damals und scheint mir jetzt noch mein Prioritätsanspruch innerhalb der oben gedachten Grenzen weder ungerecht, noch unzeitig.

Für seine liebenswürdigen Worte in Bezug auf mich sage ich Herrn Kurlbaum meinen besten Dank und hoffe, dass er mit vorstehenden Erklärungen zufrieden sein wird.

(Eingegangen 23. Januar 1901.)

(Aus dem Italienischen übersetzt von H. Rhumbler.)

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN VON DER 72. NATURFORSCHERVERSAMMLUNG ZU AACHEN.

C. H. Wind (Groningen), Zur Beugung der Röntgenstrahlen.

Wegen der kurzen Zeit, welche mir gestattet ist, werde ich an einigen Stellen meines Vortrages, wo grössere Ausführlichkeit gewiss erwünscht wäre, mich wohl etwas allzukurz fassen müssen.[1])

Ein Wort muss ich aber vorausschicken. Ich möchte vor dieser Versammlung noch einmal nachdrücklich aussprechen, dass Herr Professor Haga und ich noch immer als das Hauptergebnis unserer Beugungsversuche mit Röntgenstrahlen den Nachweis betrachten, den sie geliefert, dass überhaupt die Röntgenstrahlen **einer** Beugung fähig sind und dass man sie also als einen wellenartigen Vorgang in dem Äther aufzufassen hat.

Obgleich nun unsere Versuche schon nahe zwei Jahre alt sind, sind sie — wie ich meine — bisher noch die einzigen, welche einen positiven Beweis für diese Wellennatur der Röntgenstrahlen erbracht haben; dies möge auch mich entschuldigen, wenn ich jetzt noch einen Teil Ihrer kostbaren Zeit für das Problem der Beugung der Röntgenstrahlen in Anspruch zu nehmen wage.

Ein weiteres Ergebnis unserer Versuche sind einige Werte zwischen etwa $\frac{1}{4}$ bis $\frac{1}{100}$ $\mu\mu$, welche wir in rohester Annäherung als Wellenlängen der Röntgenstrahlen hergeleitet haben.

Mit diesem Vortrage beabsichtige ich nun teilweise eine Erläuterung und Ergänzung zu unserer früheren theoretischen Behandlung des Beugungsproblems der Röntgenstrahlen, teilweise ein Gegenstück zu Herrn Sommerfelds (diese Zeitschr. **1**, 103, 1899; **2**, 88, 1900) Behandlung desselben Problems vorzuführen. Und zwar werde ich versuchen, drei Sachen kurz auseinanderzusetzen.

Erstens: dass die von uns am Spaltbilde der Röntgenstrahlen beobachteten Einzelheiten sich thatsächlich aus einer Beugung erklären lassen, und wie man aus denselben zu einer Schätzung der Wellenlängen gelangen kann. Die Wellenlängen, die wir gefunden, sind nicht so aufzufassen, als hätten die Röntgenstrahlen sozusagen ein Spektrum, das aus einigen ziemlich scharf begrenzten Linien oder Banden zusammengesetzt wäre; vielmehr sind es nur Wellenlängen, bei denen irgend eine Energiekurve der Strahlung mehr oder weniger ausgeprägte Maxima besitzt. Die Energiekurve einer Strahlung aber sieht verschieden aus, zeigt insbesondere ihre Maxima bei verschiedenen Wellenlängen, je nachdem die eine oder die andere Funktion von λ als Abscisse abgetragen ist. Und so kann man in unserem Falle zu der Frage kommen, in was für einer Energiekurve die Orte der Maxima durch die von uns berechneten Werte der Wellenlängen angewiesen werden.

Der zweite Zweck meines Vortrags ist nun, den Nachweis zu liefern, dass unsere Zahlen sich auf die Maxima einer Energiekurve beziehen, welche etwa auf Werten von $\frac{1}{\sqrt{\lambda}}$[1]), keinesfalls aber auf Werte von $\frac{1}{\lambda}$

1) Eine etwas grössere Vollständigkeit ist hier, bei der Wiedergabe des Vortrags, angestrebt worden, u. a. auch noch dadurch, dass öfters hingewiesen wird auf zwei vorangehende Aufsätze (d. Zeitschr. **2**, 189 und 265). Der Inhalt des zweiten derselben bildete, der Hauptsache nach, einen Teil des Aachener Vortrags.

1) In Aachen sprach ich in diesem Zusammenhange von $\sqrt{\lambda}$ statt $\frac{1}{\sqrt{\lambda}}$. Eine nähere Erwägung hat mich gelehrt,

z. B., als **Abscissen konstruiert** ist. Ferner will ich dann nachdrücklich betonen, dass es nur diese angenäherten Orte der Maxima in einer **derartigen** Energiekurve der Quelle sind, was die bisherigen Versuche uns herzuleiten gestatten, und dass aus denselben also nur noch recht Weniges über den Mechanismus der Erregung der Röntgenstrahlen zu schliessen wäre.

An dritter Stelle endlich werde ich die Energiekurve der Quelle konstruieren, in der speziellen Annahme, dass es sich um die kurzen Impulse handelt, für die Herr **Sommerfeld** das Beugungsproblem, unabhängig von der gewöhnlichen Beugungstheorie der periodischen Strahlung, entwickelt hat. Wir werden sehen, dass diese Energiekurve den Bedingungen genügt, um eine Erklärung der thatsächlich erhaltenen Beugungsbilder zu erlauben, und kommen so auf ganz verschiedenem Wege zu dem gleichen Resultate, wie Herr **Sommerfeld**. Nur wird bei meiner Behandlung insbesondere ins Auge springen, dass die **Sommerfeld**sche Annahme in Bezug auf den Vorgang in der Quelle nur **eine** ist aus vielen, welche bis jetzt als gleich zulässig zu betrachten wären.

Im Beugungsbilde eines durch eine punktförmige homogene Lichtquelle beleuchteten, sich nach unten linear verjüngenden Spaltes (vergl. d. Zeitschr. **2**, 265, 1901) sieht man im **unteren** Teil die Beugungsfransen am stärksten hervortreten und sich am weitesten voneinander entfernen. Es giebt auch Fransen im Innern des Spaltbildes, doch von diesen brauche ich hier nicht zu reden.

Es werden offenbar die Beugungsfransen mehr verwaschen erscheinen und sogar verschwinden können, 1) wenn man die Lichtquelle sich in die Breite ausdehnen lässt, 2) wenn die gegenseitige Lage von Quelle, Spalt und Platte durch Erschütterungen während der ganzen Exposition nicht vollständig unverrückt bleibt und 3) wenn die Strahlung, statt nahe homogen zu sein, ein langes kontinuierliches Spektrum hat. Bei den Röntgenstrahlen konnte ein Zusammenwirken dieser sämtlichen Ursachen zur Erklärung angenommen werden, weshalb wir da die **Beugungsfransen nie** haben erhalten können.

Es zeigt sich aber ganz unten im Beugungsbilde des homogenen oder nahezu homogenen Lichtes noch eine weitere Eigentümlichkeit. Das Spaltbild (vergl. die Figuren in der citierten Mitteilung), statt in einer Spitze zu endigen, breitet sich daselbst seitlich stark aus. Und es ist ersichtlich, dass **dieses** Phänomen, trotz einer erheblichen Ausdehnung der Quelle in die Breite und trotz Erschütterungen, immer merklich sein wird, falls nur in der Strahlung einige Wellenlängen in hinreichendem Maasse stärker vertreten sind als die andern. Nachdem also Herr Professor **Haga** und ich uns lange vergeblich bemüht hatten, um die typischen Beugungsfransen mit den Röntgenstrahlen zu erhalten, haben wir denn auch schliesslich all unsere Hoffnung gesetzt auf eine Entdeckung dieser ebenfalls typischen **Verbreiterung des Spaltbildes an der Spitze**. Und thatsächlich haben wir zuletzt mehrere Bilder bekommen, auf denen die Verbreiterung sich schwach, aber dennoch deutlich zeigt. Freilich haben wir dabei Spaltbreiten von nur wenigen μ und Expositionszeiten von 100 bis 200 Stunden anwenden müssen.

Den allgemeinen Charakter des Bildes kann ich Ihnen am besten an einer schematischen Abbildung (Fig. 1) zeigen, in der das sich anfangs

Fig. 1.

normal nach unten verjüngende Spaltbild, und dann, an zwei Stellen, die erwähnten, sich über eine gewisse Strecke fortsetzenden, Verbreiterungen angegeben sind. Zum richtigen Verständnis bemerke ich, dass Sie sich dieses Bild in vertikaler Richtung etwa zweimal, in horizontaler Richtung dagegen etwa zweihundertmal verkürzt zu denken haben, um eine ungefähr richtige Vorstellung der erhaltenen Bilder zu bekommen.

[Vergrösserungen des besten unter den erhaltenen Bildern wurden auf die Wand projiziert und auch von Hand zu Hand gegeben, während die Originalaufnahme (Nr. 2[1])) im Nebenzimmer zur Besichtigung unter dem Mikroskop lag.]

dass die Auseinandersetzung etwas einfacher wird, wenn man die Energiekurve mit den Werten von $\frac{1}{\sqrt{\lambda}}$ in den Vordergrund rückt. Einen sehr wesentlichen Einfluss auf die Resultate bedingt diese Änderung nicht.

1) H. Haga und C. H. Wind, Wied. Ann. **68**, 884, 1899.

Jetzt gilt es, eine Methode zu finden um aus diesen Bildern Wellenlängen zu bestimmen.

Man sehe sich zu dem Zwecke die topographische Zeichnung (Fig. 3, S. 266) des soeben erwähnten typischen Beugungsbildes an; sie entspricht für die einfach periodische Erregung der soeben von Herrn Sommerfeld für den Impuls vorgezeigten Figur.[1]) Der Lauf der Intensitätslinien bringt u. a. deutlich die Verbreiterung des Beugungsbildes an der Spitze zum Ausdruck.

Mit Hilfe dieser Zeichnung lässt sich sehr leicht die Intensitätsverteilung auf irgend einer in der Beobachtungsebene gedachten Geraden, z. B. auf der Mittellinie oder auf der in *b* oder *c* punktiert vorgestellten Geraden, ermitteln. Man findet dann, dass, während auf der Mittellinie die Intensität von der Spitze an fortlaufend bis zu einem Maximalwerte ansteigt, welchen sie für $v = 2.42$ erreicht, und nachher, oscillierend um den Normalwert 1, sich diesem asymptotisch nähert, auf den Schnitten wie *b* und *c* die Intensität ihr erstes und bei weitem wichtigstes Maximum schon ganz nahe der Spitze erreicht (bei $v = 0.85^5$, bezw. $v = 0.68$), um nachher sich mit schwachen Schwankungen asymptotisch dem Nullwerte zu nähern, praktisch denselben schon ziemlich schnell zu erreichen. Auch bei dieser Verschiedenheit in der Lage des Beleuchtungsmaximums zwischen den einzelnen durch die Spitze gezogenen Geraden kommt die Verbreiterung des Spaltbildes in der Nähe der Spitze ganz deutlich zum Ausdruck.

Die Intensitätsverteilung auf einer Geraden (*b*), welche zweimal soweit als *a* (in der Fig. 3, S. 266) von der Mittellinie entfernt ist, findet man in der oberen Kurve der Fig. 2 dargestellt. Es sind dabei als Abscissen die zu den Punkten der Geraden gehörigen Werte v der tabulären Breite des Spaltes genommen. Diese Werte von v sind den Entfernungen ϱ der Punkte von der Spitze des aus der Quelle auf die Beobachtungsebene central projizierten Spaltes proportional, solange λ einen festen Wert hat. Es ist nämlich die zu einem Punkte gehörige Spaltbreite s jener Entfernung ϱ proportional und also gleich $\alpha\varrho$ zu setzen, wo α eine von der Lage der Geraden *b* abhängige Konstante ist; somit wird (vergl. S. 267)

$$v = \alpha\,\varrho \sqrt{\frac{2(a+b)}{a\,b\,\lambda}}. \tag{1}$$

Die durch die Ordinate der Kurve vertretene relative Beleuchtungsintensität wollen wir jetzt mit Ω bezeichnen. Denn es ist — wenn wir jetzt von dem Falle, wo die Quelle homogenes Licht ausstrahlt, d. h. wo die Erregung in der Quelle eine einfach harmonische

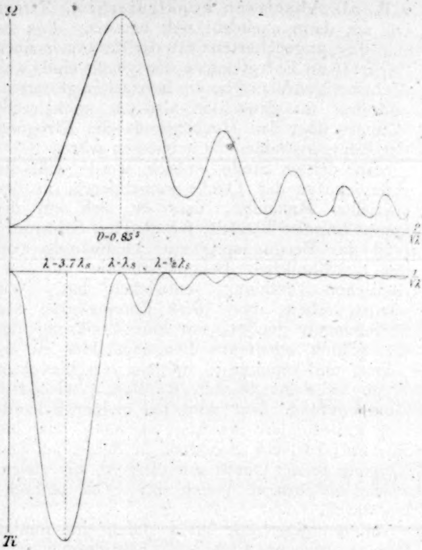


Fig. 2.

Schwingung ist, zu dem allgemeinen Falle übergehen, wo diese Erregung eine beliebig gestaltete Funktion ist — dieselbe, welche ich bei meinen Betrachtungen über die Anwendbarkeit der Fourierschen Reihenentwickelung auf optische Probleme mit Ω_n bezeichnet habe (d. Zeitschr. S. 193). Sie erscheint hier aber nicht unmittelbar in ihrer Abhängigkeit von n, sondern in ihrer Abhängigkeit von der Grösse v, welche nach 1) mit $\sqrt{n}$ proportional ist, weil λ umgekehrt proportional ist mit n.

Bei der nichthomogenen Strahlung wird nun nach dem Resultate der eben erwähnten Betrachtungen (vergl. S. 195) die mittlere Beleuchtungsstärke an irgend einem Punkte der Geraden *b* dargestellt durch das Integral

$$\int_1^\infty \Omega\, I\, dn,$$

die Intensität des zu erhaltenden photographischen Bildes aber durch

$$B = T \int_{n_0}^\infty \gamma\, \Omega\, I\, dn, \tag{2}$$

wo I die Ordinate der Energiekurve der Quelle, in dem an der angezogenen Stelle erläuterten Sinne, γ ein Empfindlichkeitskoeffizient und T die Expositionszeit ist.

Am besten wird sich der Ausdruck 2) zur

1) Diese Zeitschr. **2**, 58, 1900.

weiteren Diskussion eignen, wenn die Funktionen unter dem Integralzeichen in der gleichen Variabelen, auf die sich auch die Integration bezieht, ausgedrückt gedacht werden. Es empfiehlt sich, für diesen Zweck die Variabele $\frac{1}{\sqrt{\lambda}}$ zu benutzen, da wir die Abhängigkeit der Funktion Ω von dieser Variabeln sofort der Fig. 2 entnehmen können. Wir setzen also vorerst

$$I\,dn = i\,d\frac{1}{\sqrt{\lambda}}, \tag{3}$$

woraus, da $\lambda n = 2 VT$, wenn V die Lichtgeschwindigkeit bezeichnet und für das Intervall T meiner früheren Betrachtungen (l. c.) die Expositionszeit genommen wird und wenn, schliesslich, die **Fouriersche** Reihenentwickelung in ihrer **zweiten** Form (vergl. S. 190) benutzt wird,

$$i = 2\sqrt{VTn}\,I. \tag{4}$$

Aus der Gleichung 11') S. 195 geht dann hervor

$$i = 2\sqrt{VTn}\;\alpha_n^2, \tag{5}$$

wo α_n der Koeffizient der **Fourierschen** Entwickelung der Erregungsfunktion ist.

Eine Kurve, welche dieses i graphisch darstellt, können wir genau so gut wie die I-Kurve eine **Energiekurve der Quelle** nennen; sie ist aber mit letzterer keineswegs identisch; auch hat sie ihre Maxima an anderen Stellen liegen.

Von der Abhängigkeit von γ von n oder λ lässt sich leider wenig weiteres sagen, als dass γ für nicht sehr grosse Werte von n verschwindet (vergl. S. 193, unten), was uns berechtigt, für die untere Integrationsgrenze in 2) einen gewissen grossen Wert von n anzunehmen (vgl. S. 195, Ende 5).

Statt 2) können wir jetzt

$$B = T\int_{\lambda=\lambda_0}^{\lambda=0} \gamma\,\Omega\, i\, d\frac{1}{\sqrt{\lambda}} \tag{6}$$

schreiben; und wir haben jetzt die Abhängigkeit dieses Ausdrucks von der Variabeln ϱ, von der ja Ω eine Funktion ist, zu untersuchen.

Es ist nämlich diese Abhängigkeit, worüber unsere Experimente uns einigermaassen belehren können; zeigen doch die uns zur Verfügung stehenden photographischen Aufnahmen, von denen S. 293 die Rede war, auf irgend einer Geraden wie b (vgl. Fig. 1), ein Maximum, bezw. einige Maxima, der Einwirkung. Die Orte dieser Maxima, welche alle bei kleinen Spaltbreiten liegen, können in grober Annäherung durch Ausmessung bestimmt werden. Die Aufnahmen zeigen an Stellen, welche den grösseren Spaltbreiten entsprechen, auf den Geraden wie b durchaus keine photographische Wirkung (ausser einer diffusen, welche wir hier nicht zu berücksichtigen haben).

Aus solchen spärlichen Daten mit einziger Zuhilfenahme der Gleichung 6) die Gestalt der i-Kurve der Quelle zu berechnen, ist selbstverständlich ausgeschlossen, geschweige denn (vergl. S. 196), dass wir die Art der Erregung in der Quelle mit einiger Sicherheit aus denselben herleiten könnten. Das wollen wir denn auch nicht versuchen. Etwas anderes ist es aber, zu untersuchen, ob, bezw. unter welchen Bedingungen, irgend eine willkürliche Voraussetzung in Bezug auf die Art der Erregung mit dem Experimente verträglich ist. Und damit wollen wir anfangen, indem wir, wie soeben[1]) Herr **Sommerfeld** es auch gemacht hat, annehmen dass die Erregung ein einfacher Impuls ist, welcher während eines Intervalles $t = t_1$ bis $t = t_1 + \tau$ stattfindet und sich alsdann ausdrücken lässt durch die Gleichung

$$f(t) = q, \tag{7}$$

wo q eine Konstante ist.

Indem wir dann die **Fouriersche** Reihenentwickelung in der zweiten Form (vergl. S. 190 Gleichung 2') anwenden, wird

$$\alpha_n = \frac{2}{T}\int_{t_1}^{t_1+\tau} q\sin n\frac{\pi t}{T}\,dt = \tag{8}$$

$$= \frac{4q}{n\pi}\sin n\pi\frac{\tau}{2T}\sin n\pi\frac{2t_1+\tau}{2T}.$$

Wir haben nur grosse Werte von n zu berücksichtigen und nur (vergl. S. 195) einen über sehr viele aufeinanderfolgenden Werte von n erstreckten Mittelwert $\overline{\alpha_n^2}$ zu berechnen. Dabei ist es von Wichtigkeit, dass sich die ersten zwei Faktoren des letzten Ausdrucks nur sehr langsam, der dritte Faktor hingegen sehr schnell mit n ändert, so dass wir setzen können:

$$\overline{\alpha_n^2} = \left(\frac{4q}{n\pi}\sin n\pi\frac{\tau}{2T}\right)^2 \overline{\sin^2 n\pi\frac{2t_1+\tau}{2T}}. \tag{9}$$

Auf der rechten Seite dieser Gleichung ist nun der zweite Faktor, weil die zu jedem Mittelwerte gehörigen Argumente des $\sin^2$ sich wohl nahe gleichmässig über den ganzen Kreisumfang verteilen, gleich $\frac{1}{2}$ zu setzen[2]).

Substituieren wir nun den Ausdruck 9) in 5) und drücken n in λ aus, so kommt nach Multiplikation mit T, wenn ausserdem noch $V\tau = \lambda_s$ gesetzt wird und jetzt die Mittelwertsstriche wieder weggelassen werden

$$Ti = 4\sqrt{2}\cdot Vq^2\tau^2\cdot\sqrt{\frac{1}{\lambda}}\left(\frac{\sin\pi\frac{\lambda_s}{\lambda}}{\pi\frac{\lambda_s}{\lambda}}\right)^2. \tag{10}$$

1) D. Zeitschr. **2**, 55, 1900.

2) Wenn ein Kreis durch mehr als zwei Radien in gleiche Teile zerlegt wird, ist das arithmetische Mittel der Sinusquadrate der durch jene Radien mit irgend einem festen Radius gebildeten Winkel gleich $\frac{1}{2}$.

Die Art der Abhängigkeit der Grösse i oder Ti von dem Argumente $\sqrt{\frac{1}{\lambda}}$ findet man in der unteren Kurve der Fig. 2 dargestellt. Diese Kurve ist also eine Energiekurve des Sommerfeldschen Impulses zu nennen. Sie hat ihr Maximum da, wo $tg\, \pi \frac{\lambda s}{\lambda} = \frac{4}{3} \pi \frac{\lambda s}{\lambda}$, d. h. ungefähr bei

$$\lambda = 3.7\ \lambda s.^{1)} \qquad 11)$$

(Es ist λs diejenige Grösse $V\tau$, welche Herr Sommerfeld die „Breite" des Impulses genannt hat und welche nach seinen Auseinandersetzungen gewissermaassen der Wellenlänge bei periodischen Vorgängen entspricht.)

Jetzt gilt es zu untersuchen, ob bei dieser Gestalt der Energiekurve die Grösse B nach 6) eine Abhängigkeit von ϱ zeigen wird, welche mit dem Experimente stimmt. Betrachten wir dazu die Fig. 2 etwas näher. Die Ordinaten der oberen Kurve stellen in gewissem Maassstabe die Werte von Ω, die Abscissen die von $\frac{\varrho}{\sqrt{\lambda}}$ vor. Wenn wir aber die Abscissen im Verhältnis von ϱ zu 1 verkürzen, stellen sie $\frac{1}{\sqrt{\lambda}}$ vor. Man denke sich nun diese Operation an der Figur 2 vollzogen; es werden dann nachher die zu einer gleichen Abscisse gehörigen Ordinaten der oberen sowie der unteren Kurve zu einem nämlichen Werte von $\frac{1}{\sqrt{\lambda}}$ gehören; den Wert von B werden wir alsdann finden, wenn wir jedes Element der Abscissenachse mit γ und mit den zugehörigen Ordinaten der beiden Kurven multiplizieren und dann integrieren. Nun wird aber die Ω-Kurve in Fig. 2 durch die erwähnte Operation in der horizontalen Richtung zusammengedrückt, in einem mit ϱ proportionalem Verhältnis; und es ist eben dadurch, dass eine Abhängigkeit des Integrals von ϱ bedingt wird. Wir sehen aber — wenn wir von jetzt an uns um die Veränderlichkeit von γ, von der wir doch fast nichts wissen, nicht kümmern — sofort, dass es ein ziemlich beschränktes Gebiet von ϱ-Werten geben muss, innerhalb dessen das Integral Werte annimmt, wogegen die anderswo erreichten Werte vollständig in den Hintergrund zurücktreten. Es sind dies die Werte von ϱ, bei denen vermöge der erwähnten Operation in Fig. 2 die maximale Ordinate der Ω-Kurve mit der der i-Kurve an nahe dieselbe Stelle der Abscissenachse rückt.

Ganz genau werden diese Maximalordinaten hinsichtlich ihrer Abscissen zusammenfallen, wenn gleichzeitig $v = 0.85^5$ und $\lambda = 3.7\ \lambda s$ wird. Dieses ergiebt eine Bedingung für ϱ, oder auch — wie wir lieber sagen wollen — für die Spaltbreite s, und zwar diejenige, welche aus der Gleichung 1) hervorgeht, wenn wir darin $a\,\varrho$ wieder durch s, v durch 0.85^5 und λ durch $3.7\ \lambda s$ ersetzen. Es kommt dann

$$0.85^5 = s\sqrt{\frac{2\,(a+b)}{a\,b \cdot 3{,}7\ \lambda s}}. \qquad 12)$$

Nun ist also, zwar nicht genau bei der dieser Gleichung genügenden Spaltbreite, aber doch bei einer von jener nicht allzuviel abweichenden, ein Maximum der Einwirkung, bei erheblich abweichenden Spaltbreiten hingegen keine entfernt so starke Einwirkung auf der Geraden b des Beugungsbildes zu erwarten.

Wenn also in dem Beugungsbilde, welches der Versuch uns ergiebt, nur eine Verbreiterung vorhanden wäre, so würde dieses qualitativ mit der Impulshypothese ohne weiteres verträglich sein; und es könnte die „Breite des Impulses" aus der Spaltbreite, bei der die Verbreiterung des Beugungsbildes am stärksten ist (praktisch derselben, wie diejenige, bei der sich auf der Geraden b das Maximum zeigt), und ferner aus den Werten von a und b, in roher Annäherung berechnet werden. Lösen wir Gleichung 12) nach λs auf, so kommt

$$3.7\ \lambda s = \frac{2\,s^2\,(a+b)}{a\,b \cdot 0{,}73}, \qquad 13)$$

und entnehmen wir dann den Versuchen von Haga und Wind (Wied. Ann. **68**, 894, Versuch Nr. 2) die Werte $a = b = 75$ cm, $s = 7\ \mu$, so erhalten wir angenähert

$$3{,}7\ \lambda s = 3{,}5 \cdot 10^{-8}, \text{ oder } \lambda s = 0.1\ \mu\mu.$$

Dieses Resultat stimmt in ganz befriedigender Weise mit Herrn Sommerfelds Endwert, welcher 0.13 $\mu\mu$[1]) beträgt.

Wenden wir uns jetzt zu der Frage, ob auch andere Hypothesen mit dem Experimente verträglich sind, so ergiebt sich, dass bei Erregungen einer ganz anderen Natur auch eine ähnliche Verbreiterung im Spaltbilde auftreten müsste, falls nur wieder die i-Kurve der Erregung an irgend einer Stelle ein ausgeprägtes Maximum aufwiese. Aus dem Experimente lässt sich also kaum mehr schliessen, als dass letzteres der Fall sein muss, und es ist eigentlich nur im allgemeinen die Wellenlänge eines solchen Maximums der i-Kurve, was wir (noch dazu nur in sehr roher Annäherung) aus dem Experimente ermitteln können; wir können jene Wellenlänge nämlich allgemein gleich der rechten Seite von 13) setzen.[2])

1) Ich bemerke, dass die Energiekurve, welche n, d. h. $\frac{1}{\lambda}$, zur Abscisse und daher I (d. h. die rechte Seite von 9)) zur Ordinate hätte, ihr Hauptmaximum zeigen würde bei $\lambda = \infty$.

1) Diese Zeitschr. **2**, 60, 1900.

2) Bei den früheren Wellenlängenberechnungen von Haga und mir wurde aus anderen Gründen eine ähnliche Formel benutzt, mit dem v-Werte 1.3 statt 0.73 und mit der Spalt-

Eine *i*-Kurve mit einem ausgeprägten Maximum bei einer Wellenlänge von der Grössenordnung von 0.4 bis 0.01 $\mu\mu$ liesse sich selbstverständlich durch Hypothesen ganz verschiedener Art erklären.

Um noch ein Beispiel zu erwähnen, will ich noch kurz auseinandersetzen, wie die *i*-Kurve aussieht, wenn die Erregung, statt aus einem einzigen Sommerfeldschen Impuls zu bestehen, eine unregelmässige Reihe sehr vieler solcher Impulse ist. Nimmt man bei dieser Voraussetzung die Fouriersche Reihenentwickelung vor, berechnet α_n^2 u. s. w., so ergiebt sich folgendes.

Es liefert jeder Impuls zu dem Werte von Ti ein Glied wie die rechte Seite von 10), je mit seinen eigenen Werten von q, τ und λs. Haben alle Impulse eine gleiche Dauer, so dass τ und λs bei allen gleich sind, so behält also die *i*-Kurve genau ihre in der Fig. 2 angegebene Gestalt, nur dass die Ordinaten sämtlich proportional vergrössert werden; kommen aber sehr verschieden breite Impulse in der Erregung vor, so wird zwar die *i*-Kurve noch ein Hauptmaximum zeigen — welches alsdann ungefähr dem 3.7-fachen eines gewissen Mittelwertes der Impulsbreiten entspricht — es wird aber keine weiteren Maxima und Minima geben; die Kurve wird sich kontinuierlich zur Abscissenachse nähern. Alles allerdings nur, falls die Unregelmässigkeit in der Impulsreihe vollkommen, d. h. statistisch regelmässig, ist.

Es erübrigt mir, noch ein Wort zu sagen zur Erklärung der mehrfachen Verbreiterungen im Beugungsbilde. Offenbar weisen diese auf mehrfache ausgeprägte Maxima in der *i*-Kurve (bei der zuletzt erwähnten erweiterten Sommerfeldschen Hypothese also auf mehrere Impulsreihen von verschiedener mittlerer Breite), welche einzeln hervortreten. Dass diese einzelnen Maxima der *i*-Kurve verschiedenen Abteilungen der Expositionszeit angehören, ist zwar bei der langen Dauer der Versuche sehr gut möglich; experimentell sichergestellt ist solches dennoch nicht, theoretisch notwendig aber ebensowenig.

(Selbstreferat des Vortragenden.)

(Eingegangen 23. Dezember 1900.)

breite der anfangenden statt der maximalen Verbreiterungen für s; die damals gefundenen Zahlen hätten wir daher jetzt ungefähr mit $\frac{3}{2}$ zu multiplizieren.

Diskussion.

(Von den Beteiligten durchgesehen.)

W. Wien (Würzburg): Welche Rolle spielt dabei die Ausdehnung der Lichtquelle? Es ist ja immer eine grössere Fläche, die strahlt.

Wind: Die Ausdehnung der Quelle hat u. a. die Rolle gespielt, dass sie die etwaigen Beugungs-Streifen zum Verschwinden gebracht hat. Man wird die Theorie erweitern können für eine ausgedehnte Fläche als Quelle, wenn man sie einmal für einen Punkt hergeleitet hat. Denn man wird dann die Erscheinungen für die einzelnen Punkte superponieren können; es wird sich dann an den Resultaten wohl etwas ändern, aber es werden, wie ich glaube, wohl ungefähr dieselben Maximalstellen der Verbreiterung herauskommen. Die genaue Rechnung wird ziemlich kompliziert werden; allein ich glaube, dass sie für unsere Versuche kaum einen Sinn hätte, weil es sich dabei immer nur um eine Schätzung handeln kann.[1])

Wiener (Leipzig): Es würde mich interessieren, zu hören, wie der Spalt konstruiert war, und ob verschiedene Röhren mit demselben Spalt verschiedene Bilder geben.

Wind: Der Spalt war zusammengesetzt aus zwei Stücken Platin von 1/2 mm Dicke. Man musste etwas dickes Platin nehmen wegen der Durchlässigkeit für Röntgenstrahlen; dass dadurch der beugende Schirm nicht verschwindend dünn war, wie es die gewöhnliche Beugungstheorie voraussetzt, wird wohl nicht viel ausmachen. Die Seitenwände des Spaltes, welche eine im Verhältnis zu ihrer gegenseitigen Entfernung ziemlich grosse Breite hatten, waren mit der grössten Sorgfalt plan- und rechteckig zur Schirmfläche abgeschliffen. Die Beschreibung des Spaltes finden Sie übrigens in der Arbeit von Haga und mir. Ein Bild des Spaltes kann ich Ihnen zeigen, weil ich es im Nebenzimmer unter dem Mikroskop ausgestellt habe.

Was die Frage wegen der verschiedenen Röhren betrifft, so werden wir wohl für das hier reproduzierte Beugungsbild mehrere Röhren benutzt haben, denn der eine Versuch hat recht lange (200 Stunden) gedauert. Wenigstens haben bei einigen unserer Versuche wohl während des letzten Teiles der Expositionszeit andere Röhren mitgewirkt als während des ersten Teiles. Übrigens bin ich überzeugt, dass bei derselben Röhre, wenn man 3 bis 4 Beugungsversuche macht, die Bilder, in Bezug auf Zahl, Ort und Stärke der Verbreiterungen, im Allgemeinen nicht genau übereinstimmen werden.

Quincke (Heidelberg): Sie sagen, die Theorie gilt für jede beliebige Breite des Spaltes.[2]) Das gebe ich nicht zu. Das ist nur richtig, so lange das Huyghenssche Prinzip gilt, d. h. so lange die Breite des Spaltes grösser ist, als eine Wellenlänge. Wenn das nicht der Fall ist, so stimmt das nicht.

Dann haben Sie die Konstante γ fortgelassen

1) Sehr gross ist die strahlende Fläche bei den Versuchen freilich nicht gewesen, da doch die Strahlen von der Röhre zuerst einen Spalt von 14 (bezw. 25) μ Breite zu durchsetzen hatten.

2) Es war gesagt worden, dass die Zeichnung Fig. 3 S. 266 für jede beliebige Spaltbreite gelte.

oder mit andern Worten konstant gesetzt. Nun weiss man nicht, ob γ bei einer photographischen Platte ebenso wie bei einer phosphoreszierenden eine Funktion der Wellenlänge ist. Nun würden die Maxima der Wirkung auf die photographische Platte bei konstantem γ oder kontinuierlich sich änderndem γ der Quadratwurzel aus einer mittleren Wellenlänge entsprechen. Wenn γ nicht konstant ist, wird sich das Maximum verschieben. Das ist eine Hauptschwierigkeit bei diesen Messungen.

Darauf darf ich wohl hinweisen, dass Sie eine Spaltbreite benutzt haben, die kleiner noch war nach Ihrer Messung, als die Wellenlänge, die Sie zu einigen Milliontel mm finden.

Wind: Die Spaltbreiten waren 14 bis 2 μ, die Wellenlänge etwa 0,2 $\mu\mu$ und kleiner.

Quincke: Das ist ja die Schwierigkeit. Sie können nur Maxima finden für Wellenlängen, die kleiner sind als die Spaltbreite; denn sonst würde ja hinter dem Spalt eine gleichmässige Verteilung kommen.

Wind: Wir haben angefangen Versuche zu machen unter Verhältnissen, bei denen wir, wenn es sich um Wellenlängen wie die des gewöhnlichen Lichtes gehandelt hätte, Streifen bekommen hätten. Da hat sich nie etwas wie Beugung gezeigt, wenn wir auch allerdings fast ein Jahr lang uns bemüht haben, helle und dunkle Streifen auszumessen, welche sich schliesslich als eine optische Täuschung entpuppt haben. Wir haben dann die Spaltbreite immer verkleinert. Endlich, als wir zu einer Spaltbreite von 7 Mikron gekommen sind, hat sich etwas wie Beugung gezeigt.

Quincke: Bei Ihren dicken Platinplatten können Sie nicht mehr sprechen von Spaltbreite. Eine Schwierigkeit, die ich noch nicht erwähnt habe, ist, dass durch Platin doch eine Menge Energie hindurch geht.

Wind: Das stimmt; einige Energie ist thatsächlich hindurch gekommen und hat den Hintergrund des Spaltbildes verdunkelt; ich glaube aber nicht, dass man diesem Umstande in unserer angenäherten Theorie Rechnung zu tragen braucht.

Sommerfeld (Aachen): Die Übereinstimmung meiner Resultate mit den theoretischen Resultaten Winds spricht dafür, dass die angeregten Bedenken wegen des Huyghensschen Prinzips hier nicht von Belang sind. Die Behandlungsweise, die Herr Wind, und die ich einschlage, haben jede ihre Vorzüge und Nachteile. Noch eines will ich anführen: Herr Wind hatte eine kleine Schwierigkeit zu zeigen, warum die Fransen fortfallen, die man doch zuerst bei der Beugung erwartet. Das kommt bei meiner Behandlung ganz von selbst heraus; denn die Fransen sind charakteristisch für den periodischen Vorgang.

Richarz (Greifswald): Mir scheint, Herr Wind hat zwar der Form nach eine Fouriersche Reihe, der Sache nach aber ein Fouriersches Integral genommen, und wenn das der Fall ist, dann hat er ebenso wenig einen periodischen Vorgang, wie Herr Sommerfeld.

Wind: Ich möchte erwidern, dass ich nicht Fouriersche Integrale, sondern Fouriersche Reihen genommen habe.

Richarz: Ich glaube, Sie machen aber zum Schluss denjenigen Grenzübergang, welcher zum Fourierschen Intregal führt.

Wind: Ich habe gleich im Anfang darauf hingewiesen, dass in Bezug auf meine Anwendung der Fourierschen Entwicklung sich noch vieles sagen liesse; aber ich musste mich hier natürlich beschränken; ich hoffe aber an geeigneter Stelle ausführlicher auf einige Details der hier gegebenen Behandlung des Problems zurückzukommen.[1])

Runge (Hannover): Die mathematische Behandlung mit Hilfe der Impulse ist ganz ebenso allgemein, wie die mit Hilfe der Sinusschwingungen. So, wie Herr Wind von einer Sinuswelle ausgegangen ist, so würde man auch von dem von Herrn Sommerfeld behandelten Impuls ausgehen können und als eine Aneinanderreihung solcher Impulse kompliziertere Fälle behandeln können.

Wind: Gewiss; aber die mathematische Behandlung wird ziemlich schwer werden.

1) Vergl. meine Betrachtungen über die Fouriersche Reihenentwickelung in dieser Zeitschrift **2**, 189, 1900.

BESPRECHUNGEN.

H. B. de Saussure, Versuch über die Hygrometrie. I. Heft. Ostwalds Klassiker, No. 115. 168 Seiten, 1 Tafel. Leipzig 1900. Herausgegeben von A. H. v. Oettingen. Mk. 2.60.

Es ist mit grosser Freude zu begrüssen, dass ein so klassisches Werk, wie Saussures Versuch der Hygrometrie unter die bewährte Ausgabe der Klassiker aufgenommen worden ist. Abgesehen davon, dass das Haarhygrometer in Saussures Form heute noch ein vom amtlichen Dienst aller europäischen Staaten adoptiertes Instrument ist, so sind auch die Abhandlungen, durch die sein Erfinder es in die Gelehrtenwelt einführte, kennzeichnend für die

Physik um die Wende des 18. zum 19. Jahrhunderts. Die Meteorologie stand damals im Vordergrunde des Interesses sowohl der Fach- als der Laienwelt. Die ersten Geister der Nation widmeten ihr eingehende Studien, so Achim von Arnim, Chamisso, Goethe, der ein ganzes Lehrbuch der Meteorologie schrieb, A. v. Humboldt, Friedrich II., der eine Windtheorie entwickelte u. a. Dazu kommt, dass zu dieser Zeit Lavoisiers Ideen über die chemische Konstitution der Materie und Rumfords Forschungen über das Wesen der Wärme gegen die alten Theorien durchzudringen begannen und damit auch die bisherigen Anschauungen über die Konstitution der Atmosphäre sich umgestalten mussten. So sehen wir den Kampf zwischen alten und neuen Anschauungen auch durch Saussures Versuch der Hygrometrie hindurchgehen. Er spricht noch von einer Kälte im Gegensatz zur Wärme, von brennbarer und fixer Luft und hält die „Feuchte" der Luft für chemisch mit der Luft verbunden. Die Begriffe der Dampfspannung und der relativen Feuchtigkeit sind ihm fremd. Durch alles dies wird die Saussuresche Hygrometrie für die Entwicklungsgeschichte der einschlägigen physikalischen Begriffe ausserordentlich wertvoll.

Unter anderen hatte auch de Luc zur gleichen Zeit sich eine Theorie der Luftfeuchtigkeit erdacht, und so sehr stand die Frage damals im Vordergrunde des Interesses, dass über die verschiedenen „Regentheorien" nunmehr unter Fachleuten und Laien ein grosser Streit entbrannte. Leider hat die falsche Theorie de Lucs die Forschung lange gehemmt, namentlich da ein so angesehener Physiker, wie der Göttinger Gelehrte Lichtenberg, sie in einem kleinen Werke verteidigte (Verteidigung des Hygrometers und der de Lucschen Theorie vom Regen. Göttingen 1800). Dadurch ist der Verbreitung der Saussureschen Ideen ein grosser Widerstand entgegengesetzt worden. Es sei noch bemerkt, dass A. v. Arnim in einem Beitrag zur Berichtigung des Streites über die ersten Gründe der Hygrologie und Hygrometrie (Gilberts Ann. **2**, 308, 1800) die verschiedenen Theorien zu kritisieren versuchte, dabei aber die einzig richtige — der freien Co-existenz zwischen Wasserdampf und Luft — als unwahrscheinlich absichtlich ausser acht liess.

Ausserdem ist Saussures Hygrometrie auch charakteristisch für die damalige Verwendung des Experimentes. Es hat lediglich Vermutungen zu bestätigen, und wird deshalb nur wenige Male ausgeführt.

Die dem Büchlein mitgegebenen Anmerkungen des Herausgebers schildern auf klare und deutliche Weise den Unterschied zwischen der heutigen und der Anschauung vor hundert Jahren und machen auf die Fehlschlüsse Saussures aufmerksam.

Potsdam. A. Nippoldt, jun.

(Eingegangen 14. Januar 1901.)

73. Naturforscherversammlung zu Hamburg 1901.

Röntgenausstellung.

Gelegentlich der in diesem Jahre in Hamburg tagenden **73. Versammlung deutscher Naturforscher und Ärzte** wird im physikalischen Staatslaboratorium daselbst (Jungiusstrasse) eine das ganze Röntgenfach umfassende, vom 22.—29. September dauernde Ausstellung stattfinden. Um die letztere möglichst einheitlich und vollständig zu gestalten, soll ihr das unten stehende Programm zu Grunde gelegt werden.

Im Auftrage des Komitees ist die Leitung der Ausstellung in ihrem wissenschaftlichen Teil von Dr. Albers-Schönberg, Dr. Walter und Dr. Hahn, sowie in ihrem litterarischen Teil von der Verlagsbuchhandlung Lucas Gräfe & Sillem übernommen worden.

Es wird von der gesamten Ausstellung ein Katalog gedruckt werden, für welchen die Aussteller möglichst frühzeitig ihre Notizen einsenden wollen.

Eine ausführliche kritische Besprechung der Ausstellung wird in den „Fortschritten auf dem Gebiete der Röntgenstrahlen" stattfinden.

Platzmiete wird nicht erhoben, dagegen haben die Aussteller für die Feuerversicherung selbst zu sorgen. Desgleichen haben sie, soweit es sich um grosse Apparate handelt, das Ein- und Auspacken sowie das Aufstellen selbst zu veranlassen. Letzteres kann auf besonderen Wunsch und gegen Erstattung der Selbstkosten auch von den Leitern der Ausstellung besorgt werden. Die letzteren übernehmen indessen in diesem Falle keine Verantwortlichkeit. Anmeldungen, Anfragen, Korrespondenzen u. s. w. sind an die Redaktion der Fortschritte auf dem Gebiete der Röntgenstrahlen Dr. Albers-Schönberg Esplanade 38, Hamburg, zu richten.

Programm.

Die Ausstellung zerfällt in einen physikalisch-technischen und einen medizinischen Teil. Hiermit wird eine möglichst umfassende Auslage der Röntgenlitteratur verbunden sein. Im Bedarfsfalle wird Gelegenheit zu Vorführungen mittels Skioptikon gegeben werden.

I. Physikalisch-technischer Teil.

Durch Ausstellung neuester Induktoren- und Unterbrechertypen, sowie durch Vorführung der letzteren im Betriebe soll ein Vergleich derselben untereinander ermöglicht werden. Besonderer Wert wird auch auf Apparate für Wechselstrombetrieb, Stereoskop-Apparate, sowie auf leicht transportable besonders für Kriegszwecke eingerichtete Instrumentarien gelegt werden.

Für die Aussteller stehen Gleichstrom bis zu 220 Volt und Wechselstrom von 120 Volt Spannung zur Verfügung.

Ferner sollen Röhren, besonders auch solche für hohe Beanspruchung, seitens der Aussteller im Betriebe gezeigt werden. Besonderer Wert wird auf weiche Röhren mit Vakuumregulierung, wie solche vorwiegend für Behandlungszwecke gebraucht werden, gelegt werden.

Endlich kommen auch die Hilfsapparate, wie Röhrenhalter, Bleiblenden, Kassetten, Lagerungstische, Verstärkungsschirme u. s. w., zur Ausstellung.

II. Medizinischer Teil.

Dieser Teil der Ausstellung soll zeigen, was das Röntgenverfahren bisher in der Diagnostik und der Therapie geleistet hat. Es sollen vorwiegend solche Bilder, Originalplatten oder

Diapositive ausgestellt werden, deren Herstellung entweder mit technischen Schwierigkeiten verbunden oder deren medizinische Bedeutung besonders gross ist.

1. Aus dem Gebiet der inneren Medizin.

Herzaufnahmen. Lungenaufnahmen besonders bei Lungentuberkulose. Magen und Ösophagus. Nachweis von Gallen-, Nieren- und Blasensteinen. Echinokokkenblasen. Tumoren. Gicht. Stereoskopische Bilder.

2. Aus dem Gebiet der Chirurgie.

Wirbelsäulen und Beckenverletzungen. Schädelverletzungen. Osteomyelitis. Tuberkulose. Syphilis. Tumoren der Knochen, letztere vier Erkrankungen mit besonderer Berücksichtigung der Differentialdiagnose. Schädelaufnahmen. Eiterungen im Antr. Highmori. Stereoskopische Bilder.

3. Aus dem Gebiet der Zahnheilkunde.

Anomalien im Zahnwechsel und Zahnstellung. Zahnerkrankungen. Wurzelerkrankungen. Kiefererkrankung.

4. Aus dem Gebiet der Röntgentherapie.

Bilder oder Moulagen der unbehandelten und behandelten Patienten, bei den bisher der Röntgentherapie zugänglichen Krankheiten.

Jedem Bilde muss ein kurzer Bericht angeheftet werden, welcher über die Art und Dauer der Erkrankung, Eintritt und Art der Reaktion, ferner über die Art und Weise der Behandlung Aufschluss giebt. In Bezug auf letztere ist anzugeben:

1. Qualität der Röhren (Fabrikant, ferner ob hart, mittelweich, weich oder sehr weich).
2. Art des Unterbrechers, sowie ungefähre Zahl der Unterbrechungen in der Sekunde.
3. Funkenlänge der Röhre, welche zur Anwendung gekommen ist.
4. Röhrenabstand.
5. Dauer der Einzelsitzung.
6. Gesamtzahl der Sitzungen.

Bei der Therapie zur Verwendung kommende Hilfsapparate u. s. w., Schutzmasken und Schutzvorrichtungen können ebenfalls ausgestellt werden.

Im Anschluss an die obige Mitteilung sei noch darauf hingewiesen, dass im ausserordentlichen Etat des preussischen Kultusministeriums für 1901 die Universitäten reichlich bedacht worden sind. Es besteht danach im besonderen das Bedürfnis, die Kliniken und die physikalischen Institute der Universitäten mit Röntgenapparaten auszurüsten und die vorhandenen zu vervollkommnen. Es sollen nämlich den betreffenden Instituten ausser den bereits hierzu zur Verfügung stehenden Mitteln in diesem Jahre noch Zuschüsse gewährt werden und sind zu diesem Zwecke 20000 Mk. in den Etat von 1901 eingestellt worden.

In der Annahme nun, dass die genannten Institute gerade in diesem Jahre ein besonders lebhaftes Interesse an einer, einen Vergleich ermöglichenden Ausstellung der anzuschaffenden Apparate haben werden, wird an dieselben ein Abdruck dieser Anzeige gesandt werden, ebenso aber auch an alle irgendwie in Betracht kommenden Fabrikanten derartiger Apparate.

Es seien schliesslich beide Teile noch einmal darauf aufmerksam gemacht, dass alle Apparate in Funktion vorgeführt werden sollen.

Hamburg, Januar 1901.

Dr. Albers-Schönberg. Dr. Walter. Dr. Hahn. Lucas Gräfe & Sillem.

Tagesereignisse.

Der Vorsitzende der Londoner Röntgen-Gesellschaft hat eine goldene Medaille gestiftet, die für die beste Röntgenröhre zu photographischen Aufnahmen, wie zu Beobachtungen mit Schirm verliehen werden soll. Die Bewerbung steht Fabrikinhabern jedes Landes frei und ist durch Einsendung der betreffenden Röhre an die Röntgen-Gesellschaft bis zum 1. Mai geltend zu machen.

Die Stiftung Schnyder von Wartensee für Kunst und Wissenschaft in Zürich schreibt folgende Preisaufgabe aus dem Gebiete der Naturwissenschaften aus: „Das Klima der Schweiz, zu bearbeiten auf Grundlage der jetzt 37 jährigen Beobachtungen der schweizerischen meteorologischen Stationen, sowie älterer Beobachtungsreihen." Die Arbeiten sind bis spätestens 30. September 1903 an das Präsidium des Konventes der Stadtbibliothek Zürich in der üblichen Form einzureichen; der Preis für die beste Lösung beträgt 3500 Fr. An der Preisbewerbung können sich Angehörige aller Nationen beteiligen.

Personalien.

Die Helmholtz-Medaille der Akademie der Wissenschaften zu Berlin ist dem greisen englischen Physiker Sir George Gabriel Stokes in Cambridge verliehen worden.

Der ausserordentliche Professor der Mathematik und Physik an der Wiener Hochschule für Bodenkultur Dr. Oskar Simony ist zum ordentlichen Professor dieser Fächer an der genannten Hochschule ernannt worden.

Dr. Robert Pschorr hat sich an der Universität Berlin als Privatdozent für Chemie habilitiert.

An der Universität Tübingen hat sich Dr. Otto Dimroth als Privatdozent für Chemie habilitiert.

Der Privatdozent der Mathematik der Technischen Hochschule zu Karlsruhe Dr. Martin Disteli ist zum ausserordentlichen Professor ernannt worden.

Bei Paris starb der bekannte Elektriker Gramme, der Erfinder des Grammeschen Ringes.

Professor W. Nernst in Göttingen, Professor v. Linde und Professor M. Th. Edelmann an der technischen Hochschule in München haben auf der Pariser Weltausstellung den Grand prix erhalten.

An der Technischen Hochschule Dresden habilitierte E. Müller für Elektrochemie und physikalische Chemie, Lottermoser für Chemie. Maschinenbauprofessor E. Müller Hannover wurde als Nachfolger des verstorbenen Geheimen Regierungsrates Hartig berufen.

Privatdozent der Mathematik an der Technischen Hochschule Karlsruhe M. Disteli erhielt den Charakter eines ausserordentlichen Professors.

Die Vorlesungen des verstorbenen Professors E. Ketteler an der Akademie zu Münster sind für das laufende Semester Herrn Dr. M. Reinganum übertragen worden.

Den Titel eines Geheimen Regierungsrates erhielten ordentlicher Professor der Physiologie an der Universität Berlin H. Munk und der ausserordentliche Professor der pharmazeutischen Chemie an der gleichen Universität A. Pinner.

Für die Redaktion verantwortlich Dr. H. Th. Simon in Frankfurt a. M. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.